# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 17 — 1. September 1932 — Redaktionsschluß für Nr. 19 am 14. September 1932. — 33. Jahrgang


INHALT:


**Zusammenfassende Berichte:**

G. Hoffmann, Probleme der Ultrastrahlung. S. 633.

**Originalmitteilungen:**

A. E. van Arkel und J. L. Snoek, Das dielektrische Verhalten von Dipolflüssigkeiten. S. 662.

E. Mayer, Heterochrome Messungen mit dem Pulfrich-Photometer. S. 665.

**Besprechungen:**

L. Brillouin, Die Quantenstatistik und ihre Anwendung auf die Elektronentheorie der Metalle. S. 671.

N. Bohr, Atomtheorie und Naturbeschreibung. S. 671.

Grimsehls Lehrbuch der Physik. II. Bd. 1. Teil. S. 672.

**Personalien.** S. 672.


## ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

### Probleme der Ultrastrahlung.


Von G. Hoffmann.


Inhaltsverzeichnis.


I. Meßmethoden.
1. Apparate zur Messung der Ionisation.
a) Elektrometer eingebaut.
b) Elektrometer getrennt.
c) Kompensation.
2. Zählrohr.
3. Wilsonkammer.

II. Messungsergebnisse.
1. Intensitätsmessungen in der Atmosphäre.
2. Intensitätsmessungen in der Nähe des Erdbodens.
3. Intensitätsmessungen im Wasser.
4. Abgrenzung der Ultrastrahlung gegen normale Radioaktivität; Restionisation.
5. Umgebungsstrahlung, Bodenstrahlung, Luftstrahlung.
6. Luftdruckabhängigkeit der Ultrastrahlung.
7. Richtungsabhängigkeit der Strahlung.
8. Zeitliche Variation der Strahlung.
9. Durchgang von Ultrastrahlung durch Materie.
10. Eichung der Meßapparate.
11. Druckabhängigkeit der Ionisation.
12. Statistische Schwankungen; Einzelstöße.
13. Sonderergebnisse des Zählrohrverfahrens.
14. Sonderergebnisse des Wilsonkammerverfahrens.
15. Abhängigkeit der Strahlung von der geographischen Breite.
16. Ablenkbarkeit der Strahlung im Magnetfeld.
17. Einwirkung elektrischer Felder.
18. Messungen bei Sonnenfinsternissen.

III. Theoretische Diskussion.

IV. Allgemeines.
1. Beziehung der Ultrastrahlung zu anderen Problemen.
2. Referate und Vorträge.
3. Ausblick.


Seit dem ersten Bericht, den Wigand (8) in dieser Zeitschrift über die Ultrastrahlung gegeben hat, sind noch nicht 8 Jahre verflossen; das damalige Literaturverzeichnis umfaßt 106 Arbeiten über 21 Jahre verteilt, der neue Zeitabschnitt ist weniger als halb so groß und enthält mehr als doppelt soviel Arbeiten, die Arbeitsintensität ist also erheblich gewachsen. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist eine wesentliche Klärung des Problems, aber eine völlige Übereinstimmung der Forscher auf diesem Gebiete dürfte nur in dem Punkte vorhanden sein, daß weitere experimentelle Arbeit dringend erforderlich ist. Es ist dies nicht verwunderlich, weil ein großer Komplex von Fragen zusammenkommt und mehrere grundverschiedene Methoden der Untersuchung sich anwenden lassen. Wegen der Kleinheit der Effekte ist jede Methode in besonderer Weise auszubilden, wenn größere Meßgenauigkeit verlangt wird. Die theoretische Auswertung verlangt aber Genauigkeit der Ergebnisse in höchstem Maße, sei es, um die Komponentenzerlegung und die Grenzhärten festzulegen zur Erkennung der Emissionszentren der Strahlung, sei es zur Konstatierung zeitlicher Änderungen oder zur Analyse des einzelnen Ionisationsaktes. Auf diesem so diffizilen Gebiete sind daher Irrtümer unvermeidlich und sollten

nicht tragisch genommen werden. Nur durch Materialvergleichung ohne Voreingenommenheit sind nach Überwindung der ersten Etappen weitere Fortschritte möglich. Diesem Zweck der Materialvergleichung soll auch der vorliegende Bericht dienen. Er erstrebt möglichste Vollständigkeit. Der Verfasser ist sich aber bewußt, daß die Einordnung der einzelnen Arbeiten in einen gemeinsamen Rahmen im vorliegenden Falle ein besonderes dorniges Problem ist, dessen allerseits befriedigende Lösung unmöglich ist.

## I. Meßmethoden.

### 1. Apparate zur Messung der Ionisation.

a) In Meeresniveau und mittleren Höhen erzeugt die Ultrastrahlung in Luft von Normaldruck durchschnittlich in einer Sekunde und einem Kubikzentimeter 1–2 Ionen. Zerlegt man die Einheit der Elektrizitätsmenge in die beiden direkt meßbaren Faktoren Spannung und Kapazität, mißt die Spannung in Millivolt (mV), die Kapazität in cm, so läßt sich der von der Ultrastrahlung zu erwartende Effekt leicht vorausberechnen aus der Beziehung, daß 1 mV cm = 7000 Ionenladungen ist. In einem Gefäß von 7 Litern Inhalt verliert daher durch Ultrastrahlung ein zentral isoliert eingesetztes geladenes System von 1 cm Kapazität in 1000 Sekunden 1–2 Volt. Eine Meßgenauigkeit von 1 Proz. stellt folglich an den elektrometrischen Teil der Anordnung ziemlich erhebliche Anforderungen, wenn nicht sehr ausgedehnte Zeitintervalle für die Einzelmessung in Kauf genommen werden sollen. Der erste Apparat, der für derartige Messungen geeignet war, ist von Wulf[1]) konstruiert worden: Im Innern eines zylindrischen Gefäßes ist ein Zweifadenelektrometer mit möglichst kleiner Kapazität eingebaut, das durch eine bewegliche Ladesonde aufgeladen werden kann. Mit ihm hat 1912 Hess[2]) seine grundlegenden Ballonfahrten unternommen, die ihn zur klaren Formulierung der Entdeckung einer neuen Naturerscheinung führten. Dieser Apparat, abgebildet in dem Wigandschen Bericht(8), eingehend von Bergwitz und Dorno untersucht, von Wulf, Hess und besonders von Kolhörster vervollkommnet, ist luftdicht verschließbar und gegen Über- und Unterdrucke gesichert; auch die Unabhängigkeit des Meßsystems von Druck und Temperatureinflüssen wurde weitgehend erreicht. 1924 brachte dann Kolhörster (5) einen wesentlichen instrumentellen Fortschritt dadurch, daß er an Stelle des Wulfschen Zweifadensystems zwei Schlingen einführte, die sich gegenseitig abstoßen. Diese Quarzschlingen sind praktisch unabhängig von Temperaturänderungen und wegen ihrer kompendiösen Befestigung unbeeinflußt durch De-

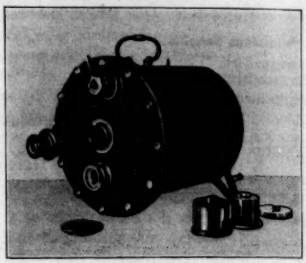

Fig. 1. Strahlungsapparat nach Kolhörster.

formation, die der Apparat unter der Wirkung variierenden Außendruckes erleiden könnte. Die Fig. 1 zeigt das Instrument in gebrauchsfertigem Zustande, Fig. 2 die innere Einrichtung. Das Elektrometer (14) und die Apparatur (45) ist in dieser Zeitschrift von Kolhörster eingehend beschrieben. Die statistische Meßgenauigkeit der Anordnung mit rund 4 Liter Ionisationsvolumen wird von Kolhörster (246) nach Berechnungen von Corlin (178) für eine Beobachtungszeit von 2 Stunden im Meeresniveau zu 3,5 Proz, im Hochgebirge

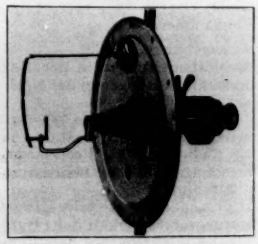

Fig. 2. Schlingenelektrometer und Deckelplatte des Strahlungsapparates nach Kolhörster (Fig. 1).

(Mönchsgipfel 4100 m) aber zu 0,8 Proz. der Gesamtintensität angegeben. Nach Myssowsky und Tuwim (18) ist der Apparat innerhalb der Versuchsfehler von 2 Proz. zwischen — 18° und + 21° in seinen Angaben temperaturunabhängig. Eine handliche Registriervorrichtung zum Instrumentarium, passend für Filme und Platten, ist von Kolhörster (117) und von Hess und Mathias (156) angegeben. Wichtige

1) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **10**, 251, 1909.
2) V. F. Hess, Physik. Zeitschr. **13**, 1084, 1912; Wien. Ber. IIa, **121**, 2001, 1912.

Messungen unter verschiedensten Versuchsbedingungen sind mit diesem Apparat von seinem Konstrukteur teils allein, teils mit v. Salis in den Alpen, mit Bothe in nördlichen Meeren (173) durchgeführt worden; Büttner (30, 31) hat ihn eingehend geprüft und zu Absorptionsmessungen, Messungen im Gebirge und im Flugzeug benutzt. Clay (104) hat ihn auch in den Tropen, Corlin (178) in Nordschweden, Hess und Mathias (112) zu langen Meßreihen auf dem Sonnblick und in Tirol eingesetzt und in seinen Eigenschaften eingehend besprochen. Elektrometer eigener Bauart benutzen Millikan und seine Mitarbeiter (121, 123). Die Fig. 3 eines Millikan-Elektrometers ist einer zusammenfassenden Darstellung von Darrow (287) entnommen. Auch Millikan verwendet gespannte Quarzfäden. Eine Spezialkonstruktion eines Elektrometers (167), bestehend aus einem Glimmerblättchen

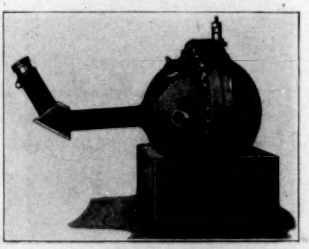

Fig. 3. Strahlungsapparat nach Millikan.

mit aufgesetztem Spiegel, dessen Empfindlichkeit soweit gesteigert werden kann, daß in der Registrierung einzelne $\alpha$-Teilchen als Stöße sichtbar sind, verwendet Schonland (212).

Bei den bisher erwähnten Anordnungen dient das Elektrometersystem gleichzeitig als Zerstreuungskörper. Erreicht ist dadurch ein sehr handliches und doch empfindliches Instrumentarium, das in schwierigen Geländen und bei Ballonfahrten unübertrefflich ist. Aber es bestehen gewisse Schwierigkeiten. Die kleinste ist, daß die Messung der Ionenmengen in festen Einheiten die nicht ohne weiteres mögliche Bestimmung der Elektrometerkapazität verlangt, denn oft handelt es sich nur um relative Messungen, und die Eichung verschiedener Apparaturen gegeneinander ist sofort möglich (vgl. II, 10). Schwerer wiegt, daß die elektrische Feldstärke in abgelegeneren Partien des Ionisationsraumes so klein sein kann, daß nur ein Bruchteil der Ionen zur Abscheidung gelangt, bevor sie sich wieder vereinigen. Diese unvollkommene Sättigung kann bei den Beobachtungen eine zu beachtende Störungsquelle werden. Ein dritter Umstand kommt hinzu: Die Ionen wandern auf den elektrischen Kraftlinien, die sich vom Elektrometersystem zur Wandung des Gefäßes erstrecken. Einige dieser Kraftlinien müssen den das Elektrometersystem tragenden Isolator durchsetzen. Am Isolator hat die Wanderung ein Ende und der Isolator wird sich aufladen. Dieser Aufladeprozeß wird sich solange fortsetzen, bis daß ein Ladungsgleichgewicht eingetreten ist, das durch Form und Lage des Isolators bestimmt ist. Entlädt sich das Elektrometersystem, so kann unter Umständen vom Isolator aus eine teilweise Rückladung eintreten, die die Entladegeschwindigkeit verringert. Wie wir aus den Untersuchungen von Neumann[1]) und von Leiste[2]) wissen, haben die guten Isolatoren, Bernstein, geschmolzener Quarz, fast unmeßbar kleine Volumenleitfähigkeit, die Oberflächenleitung ist für alle Vorgänge allein maßgebend, ihre Größe ist aber naturgemäß ein sehr unsicherer Faktor, kann an verschiedenen Stellen des Isolators sehr verschieden sein und Störungen bewirken. Die Anordnung wird von solchen Störungen um so mehr frei sein, je kleiner der Prozentsatz aller Kraftlinien ist, der Isolatoren durchsetzt, d. h. je mehr Ladungen auf Metallflächen sitzen, die nur durch Gas voneinander getrennt sind.

Die vorstehend in ihren Ursachen geschilderten Ladungsstörungen sind vielen Beobachtern aufgefallen. Für die Genauigkeit der Messung des Ionisationsvorganges ist also nicht die Genauigkeit der Ablesung der Elektrometerfäden ausschlaggebend, sondern wieweit der Apparat frei ist von Isolatorstörungen.

b) Bei einer zweiten Type von Meßapparaten ist Ionisationsraum und Elektrometer getrennt. Jetzt lassen sich empfindliche Fadenelektrometer mit Hilfsspannungen verwenden und dadurch die Voltempfindlichkeit des isolierten Systems um ein Vielfaches erhöhen, dann kann der Ionisationsraum vergrößert werden, weil ein genügend gleichmäßiges Feld durch Vergrößerung des Auffangekörpers erreicht werden kann; die dadurch bedingte Kapazitätsvermehrung wird durch die erhöhte Elektrometerempfindlichkeit ausgeglichen. Mit der Volumenvergrößerung des Ionisationsraumes steigt der durch Ultrastrahlung bedingte Effekt, die Störungsquellen wachsen langsamer, die Meßgenauigkeit wird gefördert. Denn neben der Wirkung der Ultrastrahlung und der $\gamma$-Strahlung der Umgebung ist an der Ionisation in einem geschlossenen Raum noch die $\alpha$-Strahlung der Wand des Gefäßes stark beteiligt. Dieser Wandeinfluß läßt

1) H. Neumann, Zeitschr. f. Phys. **45**, 717, 1927.
2) E. Leiste, Zeitschr. f. Phys. **62**, 646, 1930.

sich verringern durch geeignete Wahl des Wandmaterials [Kolhörster (6, 45)] oder fast ganz ausschließen durch Auskleidung des Apparates mit einem auf Spannung befindlichen Drahtnetz in solchem Abstand von der Wand, daß die von der Wand ausgehenden α-Teilchen den Innenraum des Netzes nicht mehr erreichen, so daß die Gasfüllung des Zentralraumes überwiegend nur noch der Ionisationswirkung der durchdringenden Strahlung ausgesetzt ist [Hoffmann (3, 10)], wenn der Emanationsgehalt des Gases klein bleibt.

Die so entstehenden ziemlich umständlichen Apparaturen haben neben den einfachen Apparaten ihre Existenzberechtigung, weil sie zu wesentlich genaueren Ergebnissen führen. Dies ist besonders wichtig bei der Frage der zeitlichen

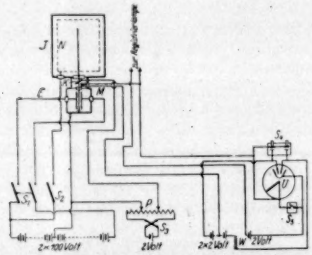

Fig. 4. Schaltungsschema.
*J* Ionisationsgefäß, *E* Elektrometer, *N* Drahtnetz, *K* Elektromagnetischer Erdschlüssel, *M* Elektromagnet dazu, $S_1$—$S_5$ Schalter, *P* Potentiometer, *U* Schaltuhr, *W* Kleiner Vorschaltwiderstand.

Schwankungen der Strahlung. Die Gesamtstrahlung besteht aus einzelnen Strahlungsprozessen, denen bestimmte Ionenmengen und daher Ladungsstöße zugeordnet sind. Wünscht man Aussagen über den allgemeinen zeitlichen Verlauf der Strahlung, so müssen Mittelwerte gebildet werden über soviel Einzelprozesse, daß Zufallsschwankungen im Verlauf des einzelnen Vorgangs ausgeglichen werden, was nur durch Vergrößerung der zur Messung benutzten Gasmengen geschehen kann. Hierbei ist besonders aber auch an die Wirkung der nie ganz auszuschließenden α-Ionisation zu denken.

Es liegt nahe, an Stelle der einfachen Volumenvermehrung an die Verwendung von komprimiertem Gas zu denken. Welche Steigerung der Meßgenauigkeit durch Anwendung größerer Gasmengen sich voraussichtlich erzielen ließe, wurde von mir 1927 diskutiert (87). Die Praxis hat dann gezeigt, daß schon bei Drucken von 20 Atmosphären die Wirkung der α-Teilchen wegen Wiedervereinigung der Ionen innerhalb der Kolonne des einzelnen Strahles sehr gering geworden ist. Nur so läßt sich der geringe Restgang in Druckgefäßen erklären (II, 4). Neben dieser günstigen Wirkung des Druckes haben sich aber neue Erscheinungen gezeigt, Druck- und Temperaturabhängigkeit des Ionisationsprozesses (II, 11), Größe des Einzeleffektes der Ultrastrahlung (II, 12), die weitere Untersuchung erforderlich machen.

Eine Apparatur mit Drahtnetz, Innenvolumen 16 Liter ($CO_2$, Normaldruck) und Wulfschem Einfadenelektrometer hat Steinke bei seinen Messungen 1927 angewandt (98), Fig. 4 gibt die

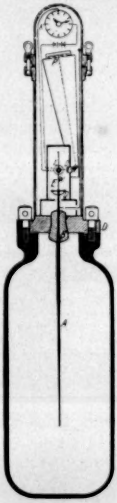

Fig. 5.
Wasserdichter Registrierapparat nach Regener.

Schaltskizze. Das Feld zwischen dem auf 100 Volt Spannung befindlichen Netz *N* führt die Ionen zum Zentralauffänger. Die Ladungsänderung des Auffängers betrug etwa 2 Volt pro Stunde. Um den Isolator möglichst zu entlasten, erhielt der Auffänger zu Beginn jeder Stundenmessung eine Gegenspannung von etwa der halben Größe der zu erwartenden Aufladung, so daß der Elektrometerfaden in dieser Zeit von — 1 bis ~ + 1 Volt wanderte. Wie die Skizze zeigt, wurde die Schaltung des Apparates durch eine Uhr betätigt, so daß jede Stunde eine Messung registriert wurde.

Ein Druckgefäß mit Spezialregistrierelektrometer hat Regener (301) bei seinen Bodenseemessungen verwandt, der Aufbau des wasserdichten Registrierapparates ist in Fig. 5 ersichtlich. Mit Druckgefäßen arbeitet auch Millikan

(vgl. Fig. 3) und ebenso Steinke in seinen neueren Arbeiten (129, 218).

c) Die vollkommenste Beseitigung aller Isolatorstörungen wird durch Kompensation der übergehenden Ladungen erreicht. Eine große Apparatur dieser Art ist von mir entworfen worden und zusammen mit Lindholm (114) zu Untersuchungen benutzt. Die äußere Ansicht zeigt Fig. 6, das Schaltungsschema Fig. 7. Die in der Druckbombe $K$ von 50 Liter Inhalt, 20 Atmosphären $CO_2$, zwischen den äußeren Drahtsystemen und den Auffängerteilen übergehenden Ladungen werden im Kompensationskondensator $C$ kompensiert. $C$ besteht aus einem mit Rücksicht auf die Isolation evakuierten Messinggefäß, das zwei isolierte Plattensysteme ent-

Fig. 6. Druckapparatur nach Hoffmann.

hält von ca. 1000 cm Kapazität. Das eine Plattensystem ist mit dem Auffänger in der Druckbombe verbunden, das andere erhält über den Walzenwiderstand $W$, der durch ein Uhrwerk getrieben wird, eine im Laufe der Zeit ganz gleichförmig ansteigende Spannung, bedingt durch einen Stromkreis mit Amperemeter $A$ und Präzisionswiderstand. Als Elektrometer $E$ dient ein Duanteninstrument, die Bombe ist mit einem 10 cm starken Bleipanzer umgeben. Diese Apparatur wurde auf Muottas Muraigl (Oberengadin 2460 m) in einem Beobachtungsraum aufgestellt, dessen Temperatur durch automatisch regulierte elektrische Heizung konstant gehalten wurde. Eine ähnlich gebaute Apparatur benutzt Lindholm zur Zeit in Stockholm.

Schließlich seien noch die Doppelapparaturen erwähnt, mit denen sich Differenzeffekte bei verschiedener Abschirmung und ähnliches sehr gut verfolgen lassen. In diesem Sinne ist eine Doppel-

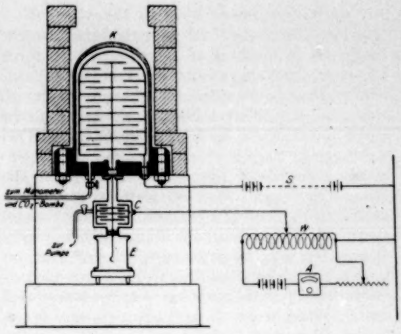

Fig. 7.
Schema der Druckapparatur nach Hoffmann.

apparatur zur Zeit in Halle stationiert (203), zwei Bomben mit gemeinsamer Kompensation, ähnlich der oben beschriebenen. Eine andere Doppelapparatur, bei der die in den beiden Gefäßen übergehenden Ströme gegeneinander geschaltet sind und nur die Differenz auf ein gemeinsames Elektrometer übertragen wird, hat in den Händen von Schindler (277) bei der Aufklärung der später zu besprechenden Übergangseffekte wertvolle Dienste getan. Diese Anordnung ist in Fig. 8 abgebildet.

Die Ionisationsmethode mißt die in einem bestimmten Volumen absorbierte Energie; in ihrer bisherigen Anwendung mit großen Kammern bildet sie Mittelwerte über zahlreiche Einzelakte und gibt über den Vorgang des einzelnen Strahles keine Auskunft. Im Gegensatz hierzu bringen die Zählmethoden den Einzelvorgang zur Beobachtung.

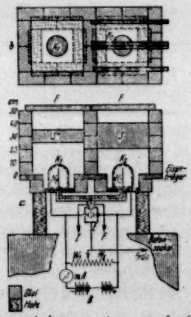

Fig. 8. Differentialapparatur nach Schindler. *a* Schnitt durch Apparatur und Bleipanzer, und das Prinzip der Schaltung. — *b* Aufsicht auf den Bleipanzer (unterste Lage Blei gestrichelt).

### 2. Zählrohr.

Eine elektrische Zählmethode haben bereits V. F. Hess und R. W. Lawson[1]) auf die Ultrastrahlung angewandt. Zu einer exakten Untersuchungsmethode auf diesem Wege zu gelangen, wurde aber erst durch das Zählrohr möglich. Geiger und Müller[2]) haben bei ihren ersten Veröffentlichungen über die Eigenschaften des Zählrohrs mit Nachdruck auf die Bedeutung dieses Instrumentes für die Ultrastrahlenforschung hingewiesen. W. Bothe und W. Kolhörster brachten dann nach kürzeren Vornotizen (134, 135) in ausführlicher Darstellung (136) durch die Untersuchung der Koinzidenzeffekte zweier Zählrohre den Nachweis, daß die Ultrastrahlung Korpuskeln extrem hoher Durchdringungsfähigkeit auslöst; es schien sogar möglich, daß die Ultrastrahlung überhaupt nur aus solcher Korpuskularstrahlung bestand. An der Anwendung und dem Ausbau des Zählrohrverfahrens haben sich dann L. F. Curtiß (180), Kolhörster (190, 290), Regener (206), Rossi (209, 273), Barnothy und Forró (224), Hummel (243), Mott-Smith (260) und andere Forscher beteiligt. Die Anordnung von Bothe und Kolhörster ist in Fig. 9 wiedergegeben. Die beiden Zählrohre $Z_1 Z_2$ hatten innen 5 cm Durchmesser und 10 cm Länge; sie waren aus 1 mm starkem Zinkblech hergestellt und an den Enden mit Ebonitpfropfen verschlossen, die zentral nach dem Verfahren von Geiger und Müller präparierte Drähte trugen. Die Zählrohre waren mit trockner, kohlensäure- und emanationsfreier Luft von 4 bis 6 cm Quecksilberdruck gefüllt. An die Rohre wurde eine Spannung von — 1300 Volt angelegt. Sie erwiesen sich über eine Versuchsdauer von mehreren Monaten in ihrer Wirksamkeit völlig konstant. Zum Nachweis der übergehenden Ladungsstöße wurden Kolhörstersche Schlingenelektrometer benutzt und die Ausschläge photographisch registriert. Neben den Einzelausschlägen jedes Elektrometers zeigten sich zeitlich exakt zusammenfallende Ausschläge beider Instrumente. Diese Koinzidenzen müssen dadurch hervorgerufen werden, daß ionisierende Partikel beide Rohre durchsetzen. Maßgebend ist für den Zähleffekt der gesamte Längsquerschnitt des Rohres. Fig. 9 zeigt, wie die Rohre durch Blei- und Eisenpanzer gegen Umgebungsstrahlung geschützt waren und wie in den Strahlengang sehr dicke Absorberschichten $A$ eingebracht werden konnten, durch die das außerordentliche Durchdringungsvermögen der Korpuskeln nachgewiesen werden konnte. Über einzelne Ergebnisse wird später berichtet werden.

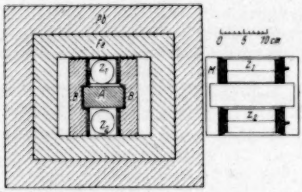


Fig. 9.
Zählrohrapparatur nach Bothe und Kolhörster.

Der Nachweis einer exakten Koinzidenz hängt ab von der Genauigkeit der Zeitmessung. Bei der von Bothe und Kolhörster benutzten photographischen Methode mit einer Filmgeschwindigkeit von 1 cm/sec beträgt die Genauigkeit $^1/_{100}$ Sekunde. Weniger kostspielig ist die Registrierung mit Schreibchronographen, die eine Genauigkeit von $^1/_{50}$ Sekunde zuläßt [W. Heidecke (245)], wobei die Zählrohrströme genügend verstärkt werden müssen. Eine dritte Methode ist die von Bothe (138) angegebene Doppelgittermethode, deren Schaltung in Fig. 10 wiedergegeben ist. $D$ ist die Doppelgitterröhre. Auf sie wirken die Stromstöße zweier Zählrohre, so daß ein in den Anodenkreis der Röhre geschaltetes Meßinstrument nur anspricht, wenn beide Gitter gleichzeitig aufgeladen werden. Nach Rossi, der diese Methode sehr exakt erprobt hat, ist eine Trennung bis auf $^1/_{1000}$ Sekunde möglich.

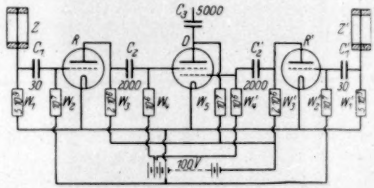


Fig. 10. Schaltung der Doppelgittermethode nach Bothe. Kapazitäten in cm. Widerstände in Ohm.

Viertens sind die Summationsverfahren zu nennen [Curtiß (141), Tuve (222), Rossi (208), Mott-Smith (202), Kolhörster (190), de Bruyne und Webster, Hummel (243)], bei denen die direkten oder verstärkten Ausschläge addiert werden, wobei das Meßinstrument nur auf die addierten, nicht aber auf die einzelnen Ausschläge anspricht.

Wie G. Medicus (294) gezeigt hat, ist der Anschluß der Zählrohre an eine Brownsche Röhre namentlich für Koinzidenzuntersuchungen ein gutes Prüfungsmittel.

1) V. F. Hess u. R. W. Lawson, Wien. Ber. **125**, 285, 1916.

2) H. Geiger u. W. Müller, Naturw. **16**, 617, 1928; Physik. Zeitschr. **29**, 839, 1928; **30**, 489, 1929.

### 3. Wilsonkammer.

Als drittes wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung des Ionisationsvorganges bei der Ultrastrahlung ist die Wilsonkammer zu nennen. Bei Untersuchungen über die Comptonelektronen durch Kombination einer Wilsonkammer mit einem starken Magnetfeld fand Skobelzyn[1]) einige durch ein Magnetfeld von 15000 Gauß nicht merklich gekrümmte Bahnen, die auf sehr schnelle Korpuskeln schließen lassen. Zwei Jahre später bespricht Skobelzyn (169) die Schlüsse, die sich aus 32 „gradlinigen" Bahnen, auf 613 Wilsonaufnahmen bemerkt, ziehen lassen. Über die Ergebnisse einer Kombination von Zählrohren mit Wilsonkammer berichten L. M. Mott-Smith und G. L. Locher (260). Zu wichtigen Resultaten scheint auch nach den Angaben von K. Darrow (287) bei Ultrastrahlungsuntersuchungen mit Wilsonkammer C. D. Anderson, ein Mitarbeiter Millikans, zu gelangen (vgl. auch 299). –

## II. Messungsergebnisse.

### 1. Intensitätsmessungen in der Atmosphäre.

Bevor wir an die Diskussion des teilweise verwirrenden Details der neuen Messungsergebnisse herantreten, seien die wesentlich heute noch gültigen Feststellungen von Hess[2]) aus dem Jahre 1912 erwähnt, abgeleitet aus Beobachtungen bei sieben Ballonhochfahrten: Intensitätsabfall der Ionisierung beim Erheben über den Boden, weil zunächst die Wirkung der in der obersten Erdschicht enthaltenen radioaktiven Substanzen durch die dazwischenliegende Luftschicht absorbiert wird; dann nach Durchlaufung eines Minimums zunächst langsamer, dann immer stärker werdender Anstieg der Strahlung, der bis zu 5000 m Höhe verfolgt wird. Numerisch: Minimum in etwa 400 m Höhe $-2{,}3\,J$ (Ionen/cm³ sec) gegen Bodenwert, in 2000 m ungefähr Bodenwert wieder erreicht, in 3600 m $+4$ bis $5\,J$, in 4800 $+20\,J$ gegen Bodenwert. Hess konstatiert ferner, daß weder bei Nacht noch bei einer Sonnenfinsternis eine Verringerung der Strahlung stattfindet, daß also die Sonne nicht als Ursache angesehen werden kann, wenigstens solange man nur an eine direkte Strahlung mit gradliniger Fortpflanzung denkt und postuliert die Existenz einer Strahlung von sehr hoher Durchdringungskraft, die von oben in die Atmosphäre eindringt.

Kolhörster hat in der Folgezeit (1913 bis 1914) die Messungen von Hess bestätigt und durch Hochfahrten bis zu 9 km Höhe erweitert. Diese Ergebnisse sind mit späteren Beobachtungen in guter Übereinstimmung und an Genauigkeit bisher nicht übertroffen.

Das vorliegende Material ist in Fig. 11 vereinigt. Aus neuerer Zeit sind die Flugzeugmessungen von K. Büttner (30, 31) aus den Jahren 1926/27 zu nennen, bis 6770 m. Die Flugzeugmessungen von Reitz (207, 272), vier Jahre später, schließen sich der Kurve völlig an. Ebenso die Flugzeugbeobachtungen von Clay (104) in Java und Millikan und Otis (61) in USA., letztere bis 5200 m durchgeführt. Pionierarbeit zur Erforschung der Strahlungsintensität in noch größeren Höhen haben Millikan und Bowen

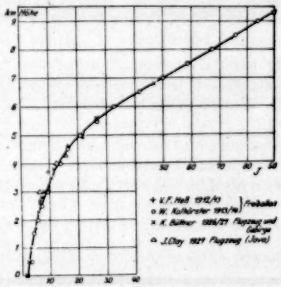

Fig. 11. Abhängigkeit der Intensität der Ultrastrahlung von der Höhe.

geleistet durch Konstruktion leichten Registriergerätes. Die Abbildung der Apparatur in dem Referat von Darrow (287) zeigt, daß es sich um sehr kompendiös ausgestaltete Apparate gehandelt hat. Vier derartige Instrumente sind im ganzen verwandt worden und stiegen über den Ebenen von Texas auf. Ein Apparat erreichte 11,2 km Höhe, ein anderer 15,5 km und wurde dabei 150 km weit horizontal abgetrieben. Aus den Registrierungen (60) konnte entnommen werden, daß hohe Leitfähigkeit im Ionisationsraum erreicht worden war, aber vielleicht nicht so hohe, wie nach den Kolhörsterschen Messungen anzunehmen war. Es ist aber fraglich, ob die Elektrometer genügend temperaturunempfindlich waren, so daß sich aus den Ergebnissen keine bindenden Schlüsse ziehen lassen [Hess (39), Kolhörster (49)]. Daher ist es sehr zu begrüßen, daß sich, Zeitungsnotizen zufolge, Regener entschlossen hat, das Risiko solcher Registrierballonaufstiege erneut zu übernehmen. Über das Ergebnis des Stratosphärenfluges Piccards im vergangenen Jahre in bezug auf

1) D. Skobelzyn, Zeitschr. f. Phys. **43**, 354, 1927.

2) V. F. Hess, Physik. Zeitschr. **13**, 1084, 1912; Wien. Ber. IIa, **121**, 2001, 1912.

Intensität der durchdringenden Strahlung sind endgültige Angaben nicht publiziert worden. Als provisorischer Wert ist in einem Bulletin der Französischen Physikalischen Gesellschaft mitgeteilt, daß in einer Höhe von 16 km, auf Luft von Normaldruck bezogen, eine Ionisation von der Ordnung 200 Ionen/cm³ sec vorhanden ist (287).

Deutet man die vorliegenden Ergebnisse im Sinne einer vertikal einfallenden homogenen Strahlung, die proportional der durchsetzten Luftmasse absorbiert wird, so resultiert für die Abhängigkeit der Intensität der Strahlung in bestimmter Höhe von der über diesem Orte befindlichen Luftmasse pro Flächeneinheit ein Exponentialgesetz ($J = J_0 e^{-\mu x}$). Für den Absorptionskoeffizienten $\mu$ leitete Kolhörster 1914 in dieser Weise den Wert $\mu_{\text{Luft}} = 7{,}1 \cdot 10^{-6}\ \text{cm}^{-1}$ und entsprechend dem Dichteverhältnis $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{\text{Luft}} = 5{,}7 \cdot 10^{-3}\ \text{cm}^2\,\text{g}^{-1}$ ab. 1926 gibt Kolhörster (54) eine neue Zusammenstellung von Absorptionskoeffizienten und vergleicht seine Messungen mit den Resultaten anderer Beobachter [Millikan (58, 59), Myssowsky und Tuwim (18)]. Er schloß, daß die Höhenstrahlung an den verschiedenen Beobachtungsorten und Höhen zwischen o bis 9300 m mit nahezu den gleichen Absorptionskoeffizienten auftritt. Der Sinn dieses Satzes ist mißverstanden worden, denn die dort angegebenen Zahlen für $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)$ schwanken zwischen $1{,}8 \cdot 10^{-3}$ und $5{,}8 \cdot 10^{-3}$, so daß nur das Gleichbleiben der Größenordnung gemeint war. Der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung war hiernach rund 15mal kleiner als der der bisher bekannten härtesten $\gamma$-Strahlen. Bei dieser Sachlage ist es nicht verwunderlich, daß ich selbst, als ich meine ersten Messungen über Ultrastrahlung in Königsberg durchführte und beobachtete, wie nach Absorption der Strahlung mit einem 12-cm-Bleipanzer bei Verstärkung des Panzers auf 32 cm kaum noch eine Abnahme zu konstatieren war, die nach den Kolhörsterschen Angaben hätte sehr merklich sein müssen, an der Existenz der ganzen Höhenstrahlung im Meeresniveau irre wurde (10, 11) und erst durch sehr genaue Messungen der Absorption in Blei zum sicheren Nachweis dieser neuen Strahlung auch im Meeresniveau geführt wurde (41, 42, 43, 44). Es waren damals noch nicht die Übergangseffekte bekannt, und an die jetzt gesicherte Existenz einer extrem harten Strahlung, die mehr als hundertmal härter als die härteste $\gamma$-Strahlung ist, wurde noch nicht gedacht. Zu gleichen Schwierigkeiten durch Bleimessungen wurden sowohl Millikan[1]) als auch Bêhounek (24, 25) geführt. Aber auf die damaligen Kontroversen [Hess (39, 40), Kolhörster (46)] einzugehen, wäre unzweckmäßig. Es waren Entwicklungsstufen. Wir wissen jetzt, daß die Ultrastrahlung erheblich inhomogen ist, daß sie Sekundärstrahlen erzeugt von sehr großer Reichweite, und daß sie von allen Seiten durch die Atmosphäre hindurchgeht. Die folgenden Ausführungen geben den Standpunkt wieder, den Kolhörster und Tuwim (247, 251) kürzlich den Intensitätsmessungen in der Atmosphäre gegenüber eingenommen haben in einer ausführlichen Darstellung über den Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung. Macht man die Annahme einer gleichmäßig strahlenden Schicht, die entweder weit entfernt — interstellarer Raum oder Fixsterne in gleichmäßiger Verteilung als

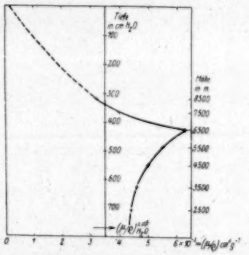

Fig. 12.
Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Höhe nach den Ballonfahrten von Kolhörster.

Strahlungsquellen — oder an der Grenze der Atmosphäre liegt, und untersucht den Absorptionsverlauf in einem absorbierenden Medium, das in allen Richtungen von diesen Strahlen durchdrungen wird, so tritt auch im Fall einer homogenen Strahlung der Absorptionskoeffizient $\mu$ in dem Ausdruck für die Energieverteilung nicht mehr im einfachen Exponentialgesetz auf, sondern in einer Funktion ($\Phi$), die noch das Exponentialintegral $Ei\,(-x)$ enthält[1]). Die Absorptionsgesetze sind ferner verschieden, je nachdem sie aufgestellt werden für Messungen mit Ionisationskammern, die die absorbierte Energie anzeigen oder für Messungen mit Zählrohren, die ein Maß für die auffallende Energie liefern und dabei auf wechselnde Strahlungsrichtungen verschieden reagieren [Tuwim (282)].

Es zeigt sich, daß die Deutung der Kolhörsterschen Messungen dazu führt, einen Gang des Massenabsorptionskoeffizienten $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)$ anzunehmen, wie er aus vorstehender Fig. 12 und Tabelle 1

1) R. A. Millikan, Phys. Rev. **23**, 778, 1924.

1) Analog wie bei radioaktiven Absorptionsberechnungen; vgl. Meyer-Schweidler, Radioaktivität.

Tabelle 1. Ergebnisse der 4 Ballonfahrten von Kolhörster (1913—1914).

| Höhe über Meeresniveau in km | Barometerstand $B$ in cm $Hg$ | Wasseräquivalent $12{,}25\,R$ cm | Ionisation $J$ bei Atmosphärendruck pro cm³ u. sec | Zwischen | $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{H_2O}$ cm² g⁻¹ berechnet nach $e^{-\mu H}$ | $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{H_2O}$ cm² g⁻¹ berechnet nach $\Phi(\mu H)$ | $J_0$ $Je^{\mu H}$ | $J_0$ $J:\Phi(\mu H)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2 | 60,9 | 746 | 5,6 | 2 und 3 km | $5{,}3 \cdot 10^{-3}$ | $4{,}4 \cdot 10^{-3}$ | $3{,}0 \cdot 10^{2}$ | $0{,}77 \cdot 10^{3}$ |
| 3 | 53,95 | 661 | 8,8 | 3 und 4 km | $5{,}7 \cdot 10^{-3}$ | $4{,}6 \cdot 10^{-3}$ | $3{,}9 \cdot 10^{2}$ | $0{,}87 \cdot 10^{3}$ |
| 4 | 47,60 | 583 | 13,7 | 4 und 5 km | $6{,}2 \cdot 10^{-3}$ | $5{,}0 \cdot 10^{-3}$ | $5{,}2 \cdot 10^{2}$ | $1{,}2 \cdot 10^{3}$ |
| 5 | 42,10 | 516 | 20,8 | 5 und 6 km | $6{,}9 \cdot 10^{-3}$ | $5{,}5 \cdot 10^{-3}$ | $7{,}4 \cdot 10^{2}$ | $1{,}7 \cdot 10^{3}$ |
| 6 | 36,8 | 451 | 32,6 | 6 und 7 km | $7{,}7 \cdot 10^{-3}$ | $6{,}3 \cdot 10^{-3}$ | $11 \cdot 10^{2}$ | $2{,}5 \cdot 10^{3}$ |
| 7 | 32,3 | 396 | 49,8 | 7 und 8 km | $5{,}4 \cdot 10^{-3}$ | $4{,}0 \cdot 10^{-3}$ | $4{,}3 \cdot 10^{2}$ | $0{,}77 \cdot 10^{3}$ |
| 8 | 27,9 | 342 | 66,9 | 8 und 9 km | $4{,}8 \cdot 10^{-3}$ | $3{,}2 \cdot 10^{-3}$ | $3{,}5 \cdot 10^{2}$ | $0{,}51 \cdot 10^{3}$ |
| 9 | 24,1 | 295 | 83,6 | | | | | |

hervorgeht. Der Massenabsorptionskoeffizient nimmt mit abnehmender Höhe von 9 bis 6 km zu, darunter wieder ab mit Maximum bei 6500 m über Meeresspiegel. Bei diesem Gang kann man die Zunahme deuten als allmähliche Sättigung des Strahlengemisches mit Sekundärstrahlen in der Atmosphäre (Übergangsschicht vom Weltenraum zur Erdatmosphäre); die Abnahme von 6 km bis zum Boden zeigt die Inhomogenität der Höhenstrahlung und ist in erster Linie durch die stärkere Absorption der weichen Strahlungsanteile bedingt. Das Auftreten eines Maximums in den Werten des Absorptionskoeffizienten zwischen 4,5 und 15,5 km Höhe vermuten 1931 auch Millikan und Cameron (vgl. 247).

### 2. Intensitätsmessungen in der Nähe des Erdbodens.

Trotzdem die Messungen in fester Aufstellung wegen der freieren Wahl der Beobachtungsmittel und der viel größeren Meßgenauigkeit gegenüber Messungen in der Atmosphäre stark im Vorteil sind, liefern sie für die Untersuchung des Intensitätsverlaufes der Gesamtstrahlung keine besonders genauen Werte, weil stets die Radioaktivität des Bodens und die im Boden ausgelöste zusätzliche Streustrahlung das Ergebnis beeinflussen. Die Beseitigung dieser Einflüsse durch Panzerungen gibt eine neue Komplikation durch die im Panzer selbst absorbierte und die im Panzer entstehende Streustrahlung. Wir können daher alle diese Arbeiten zunächst hier beiseite lassen und konstatieren, daß die im Meeresniveau oder im Gebirge ausgeführten Messungen sich bei richtiger Beurteilung der begleitenden Umstände zwanglos an die in der freien Atmosphäre gewonnenen Daten anschließen lassen.

### 3. Intensitätsmessungen im Wasser.

Anders liegen die Verhältnisse bei Beobachtung der Ultrastrahlung im Wasser. Es hat sich gezeigt, daß sehr viele Gewässer so weit frei von radioaktiven Beimengungen sind, daß dieser Gehalt keine wesentliche Rolle spielt, und die in Luft und in Wasser entstehende Streuung ist, weil es sich in beiden Fällen um Medien aus Elementen niedriger Ordnungszahl bestehend handelt, nicht wesentlich verschieden. Die ersten Messungen dieser Art führte Kolhörster 1923 in Seen in der Umgebung Berlins (12 m Tiefe) aus und erhielt für $\mu_{H_2O}$ den Wert $2 \cdot 10^{-3}$ cm$^{-1}$. 1925 beobachteten Millikan und Cameron (15, 16, 59) in Gebirgsseen in Nordamerika, Muir Lake und Arrowhead Lake (23 m Tiefe), die Gletscherwasser enthalten, und stellten Werte für $\mu$ fest zwischen $1{,}8 \cdot 10^{-3}$ und $3{,}0 \cdot 10^{-3}$ in guter Übereinstimmung mit Kolhörster. Im gleichen Jahre verfolgten Myssowsky und Tuwim (18, 97) die Strahlung bis 10 m Tiefe im 20 m tiefen Onegasee (Nordrußland) und gelangten zu analogen Resultaten. Messungen mit ähnlichen Ergebnissen führte auch Büttner (29) aus. 1928 sucht Steinke (171) durch Messungen in sehr großen Wassertiefen die härteste Komponente der Ultrastrahlung zu bestimmen. Er wandte die aus seinen Schweizer Gebirgsmessungen (129) bekannte Hochdruckapparatur an. Die Beobachtungen wurden in den Masurischen Seen in Ostpreußen durchgeführt, Löwentinsee und Taltergewässer; die Apparatur wog 400 kg und wurde bis 40 m versenkt. Steinke hat seine Ergebnisse zusammen mit den Millikanschen Beobachtungen (121, 123), sowohl Versenkmessungen im Wasser wie Gebirgsmessungen, in einer Kurve übersichtlich zusammengestellt, die in Fig. 13 wiedergegeben ist. Die Übereinstimmung beider Autoren ist eine sehr gute. Aus seinen Daten berechnet Steinke zwischen 12 und 31 m Tiefe (von der Grenze der Atmosphäre an gerechnet) $\mu_{H_2O} = 0{,}90 \cdot 10^{-3}$ cm$^{-1}$ unter der Annahme eines senkrechten Einfalls, bzw. $\mu_{H_2O} = 0{,}66 \cdot 10^{-3}$ cm$^{-1}$ bei allseitigem Einfall, zwischen 37 und 49 m Tiefe $0{,}7 \cdot 10^{-3}$ bei senkrechtem und $0{,}56 \cdot 10^{-3}$ cm$^{-1}$ bei allseitigem Einfall. Dieser härtesten Komponente nach

Steinke entspricht nach dem Dichteverhältnis umgerechnet eine Halbwertsdicke $D = 1{,}1$ m Blei, während ich (85) aus meinen Bleimessungen mit der Kugelnetzapparatur für Maximalhärte ein $D = 1{,}5$ m Blei ausgerechnet hatte.

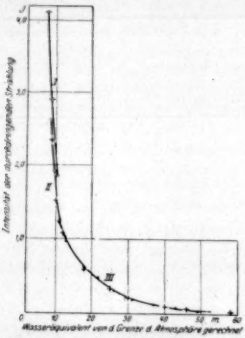


Fig. 13. Abnahme der Höhenstrahlungsintensität mit zunehmender Absorberdicke.
Kurve *I*: Apparatur unabgeschirmt.
Kurve *II*: Apparatur hinter 12 cm Fe.
Kurve *III*: Apparatur hinter 7 cm Pb u. 1,2 cm Fe.
Die durch + gekennzeichneten Meßpunkte sind der Absorptionskurve von Millikan entnommen.

Einen sehr großen Fortschritt in der Frage der härtesten Komponente der Ultrastrahlung bedeuten die Untersuchungen von Regener im Bodensee. Ein erster Bericht über die Ergebnisse erschien 1929 (164), eine ausführliche Darstellung des ersten Teiles der Messungen wurde in diesem Jahre gegeben (301). Der Registrierapparat ist schon in Fig. 7 abgebildet. Er wurde im Wasser durch einen Schwimmer getragen, der sich entweder an der Oberfläche befand oder von einem Anker aus gehalten im Wasser schwebte (Fig. 14). Die Messungen konnten an

Fig. 14.
Die „schwebende" Verankerung des Apparates.

einer Stelle ungefähr in der Mitte zwischen Friedrichshafen und Romanshorn ausgeführt werden, an der der See 252 m tief ist. Die Entladegeschwindigkeit des isolierten Systems wurde durch eine alle Stunden aufleuchtende Registrierlampe markiert, und die Fig. 15 (164) gibt in sehr einleuchtender Weise die Genauigkeit der Messungen wieder und den deutlichen Nachweis, daß nicht nur jenseits von 79 m, sondern auch jenseits von 174 m noch eine deutliche Abnahme der Ionisation stattfindet. Fig. 16 gibt die gemessene Gesamtintensitätskurve und Fig. 17 zeigt, wie die Bestimmung der härtesten Komponente abhängig ist von der Annahme über die Größe der Restionisation. Der durch sorgfältigste Diskussion der Meßergebnisse von Kramer gefundene Wert des Absorptionskoeffizienten für die härteste Komponente wird von Regener (301) zu $0{,}205 \cdot 10^{-3}$ cm$^{-1}$ angegeben und würde einer Halbwertsdicke $D = 3{,}0$ m Blei entsprechen. Da bei den geringen Ionisationen in großen Tiefen eventuell durch verschie-

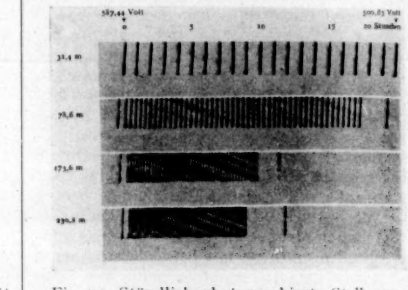


Fig. 15. Stündlich photographierte Stellungen des Elektrometerfadens der Ionisationskammer in verschiedenen Wassertiefen. (Etwa 3fache Vergrößerung der Originalplatte.)

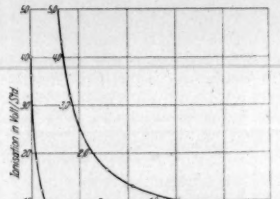


Fig. 16. Absorptionskurve der Ultrastrahlung bis 230 m Wassertiefe. Die obere Kurve gibt die Werte von 30 m ab in zehnfachem Maßstabe.

dene Radioaktivität des Seewassers systematische Meßfehler stören konnten, wurde bei Kontrollmessungen der Registrierapparat im

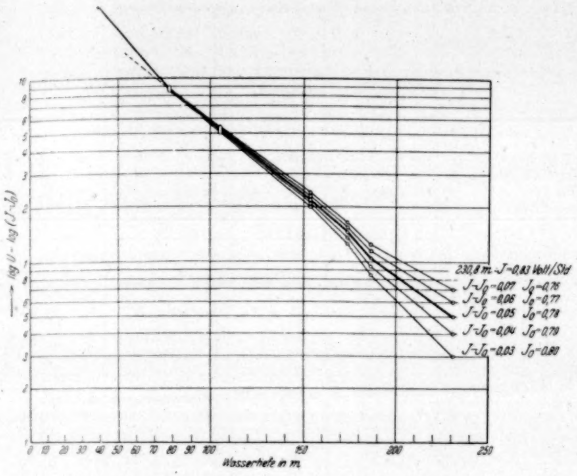


Fig. 17. Einfluß der Annahme verschiedener Restionisation $J_0$ auf den logarithmisch dargestellten Verlauf der Ultrastrahlungsintensität $U = J - J_0$.

dessen Strahlung den Absorptionseffekt teilweise überdeckt. Ferner bleibt als unbekannte Größe die Radioaktivität der Wände des Ionisationsgefäßes. 1927 konnte Hoffmann diese Effekte trennen durch empfindliche elektrometrische Meßanordnung, die gestattet, die Wandwirkung durch Messung der Ionisation der emittierten einzelnen α-Teilchen für sich in Rechnung zu setzen. Die durch Anwendung verschiedener Panzer erhaltenen Ionisationskurven nach Abzug der α-Ionisation (88) sind in Fig. 18 wiedergegeben. Die Bleikurve liegt am tiefsten, die Wasser- und Aluminiumkurve am höchsten, die Werte für Eisen, Kupfer und Zink liegen dazwischen und innerhalb der Versuchsfehler auf der gleichen Kurve. Die Panzer sind alle in Bleiäquivalent umgerechnet. Nur der Bleipanzer war bis zur Stärke von 32 cm vorhanden. Die anderen Panzer konnten abgestuft, bis zu 12 cm stark, um das Gefäß herumgebaut werden, dann wurde außen Blei hinzugefügt. Bis zu 12 cm Blei kann nach den bekannten Absorptionskoeffizienten der härtesten γ-Strahlung mit normaler Radioaktivität gerechnet werden, dann aber sollte eine Verstärkung des Panzers keinen Einfluß mehr haben, weil die Absorption vollständig ist. Der weitere Abfall beweist daher die Existenz der Ultrastrahlung, und zwar ist der gesamte Ionisationsbetrag, wie spätere Messungen gezeigt haben, auf ihre Wirkung zu setzen. Die Kurven zeigen weiter, daß die Radioaktivität der angewandten Metalle keine Rolle spielt, sonst könnten die Kurven für die verschiedenen Metalle nicht so dicht beieinanderliegen. Ferner ist bemerkenswert, daß durch das Hineinbringen eines Aluminiumpanzers in einen Bleipanzer die Ionisation gesteigert wird, es entsteht Streustrahlung. Hierauf wird noch zurückzukommen sein. Durch Metallpanzer ist es also möglich, Umgebungswirkungen auszuschließen. Es ist aber nicht durch diese Experimente gesagt, daß diese Umgebungswirkung nur auf normaler Radioaktivität beruht. Im Gegenteil entsteht in der ganzen Umgebung unter Wirkung der Ultrastrahlung Sekundärstrahlung, und dieses Strahlengemisch wird durch den Panzer verändert.

Innern eines 2,5 m im Durchmesser großen Kessels mit Wasser versenkt, so daß die Bombe immer von dem gleichen Wasser, soweit γ-Strahlung in Frage kommen kann, umgeben war (204). Ein Einfluß wurde nicht konstatiert. Über die Auffindung einer sehr harten Komponente ähnlich der Regenerschen berichten 1930 auch Millikan und Bowen (200).

### 4. Abgrenzung der Ultrastrahlung gegen normale Radioaktivität, Restionisation.

An das Problem der Aufnahme der Intensitätskurve, durch das die Existenz der Ultrastrahlung als kosmische Erscheinung bewiesen wird, schließen sich die zahlreichen Arbeiten, die in fester Aufstellung durchgeführt worden sind. Es gilt zunächst die Abgrenzung der Ultrastrahlung gegen die Radioaktivität festzulegen. Die in einem geschlossenen Gefäß vorhandene Ionisierung läßt sich durch Einhüllung mit einem dicken Bleipanzer um 30 Proz. herabsetzen, diese Beobachtung machten schon 1902 Rutherford und Cooke[1]). Daraus würde zunächst auf einen Gehalt des Mauerwerks des Beobachtungsraumes oder des Erdbodens an radioaktiver Substanz zu schließen sein, deren γ-Strahlung durch den Panzer absorbiert wird. Der Versuch ist aber noch nicht für quantitative Aussagen genügend, weil auch der Panzer Radium enthalten kann,

1) E. Rutherford u. Cooke, Ann. Phys. Soc., Dez. 1902.

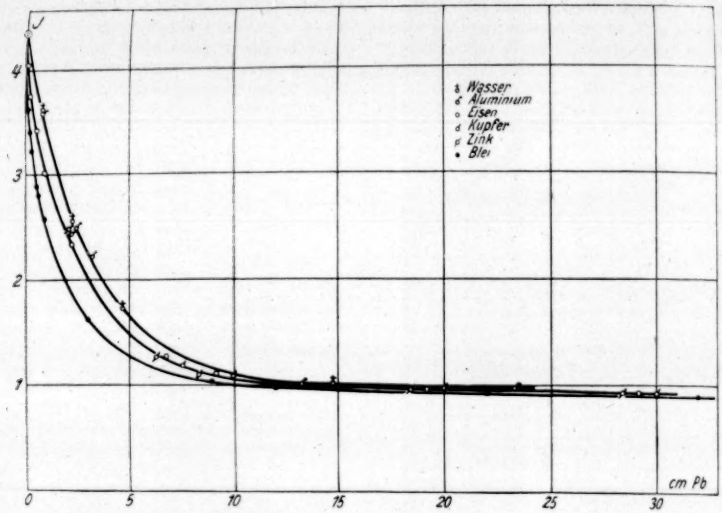


Fig. 18. Verhalten der Strahlung bei Absorption durch Stoffe verschiedener Ordnungszahl.

Bei den meist gebrauchten Ionisationsgefäßen ist es nicht wie im vorstehenden Falle möglich, die Wandwirkung durch Beobachtung der Einzeleffekte der α-Strahlen auszuschließen; es ist, um diesen Ionisationsanteil der Radioaktivität zu bestimmen, nötig, an Orten den Restgang zu bestimmen, die frei sind von Ultrastrahlung. Einige neuere Beispiele von solchen Restgangbestimmungen seien angeführt. Ein Einsenken eines Gefäßes in einige Meter Wasser genügt nicht seit Auffinden der ganz harten Komponente der Ultrastrahlung durch Regener. Man ist auf Bergwerke und Tunnel angewiesen und muß dann die Wirkung der Radioaktivität der Metallpanzer bestimmen und eliminieren. So beobachtete Steinke (129) im Albulatunnel unter 1000 m Gestein in einem 12 cm Eisenpanzer 0,20 *J* (Ionen/ccm sec) als Restgang für seine Druckgefäßanordnung, Clay (105) in Java unter 84 m Felsen in Eisenpanzer 1,52 *J* Restionisation für einen Kolhörster-Apparat, Pforte (203) im Berlepsch-Schacht in Staßfurt, 406 m unter Tag, für die großen Hallenser Druckbomben in 10 cm Bleipanzer 0,03 *J*.

### 5. Umgebungsstrahlung. Bodenstrahlung. Luftstrahlung.

Die Umgebungsstrahlung, Gebäudestrahlung, ist im allgemeinen von der Größe 3–5 *J*, es sind aber bei stärker radioaktivem Wandmaterial Werte bis zu 15 *J* beobachtet worden, im Lötschbergtunnel (Granit) hat Gockel[1]) 30 *J* gemessen.

Die Bodenstrahlung und ihr Absorptionskoeffizient ist bereits 1910 von Wulf[2]) am Eiffelturm gemessen worden. Er konstatierte, daß in 300 m Höhe die gesamte Ionisation ungefähr auf die Hälfte des Bodenwertes sank. 1926 hat Büttner (76) die Abnahme der Strahlung mit Entfernung vom Boden auf dem großen Funkturm in Königswusterhausen bei Berlin gemessen und gibt als Resultat, daß die Erdstrahlung mit 2 *J* anzusetzen ist und harter *Ra*-γ-Strahlung entsprechend abfällt. Neuere Messungen liegen von Suckstorff (280) vor. Die Beobachtungen sind am Funkturm Witzleben ausgeführt und konstatieren, daß die Absorption der Strahlung durch den Turmkörper die Messungen wesentlich beeinflußt. Wenn der Apparat frei an der Antenne aufgehängt ist, ist die Absorption geringer. Neben dem Radiumgehalt des Bodens macht sich Thorium und Kalium mit durchdringenderer γ-Strahlung bemerkbar [Kolhörster (190, 252)].

Die Luftstrahlung, bedingt durch radioaktive Substanzen in der Atmosphäre, wird in ihrer Wirkung auf die Ionisierung im geschlossenen Gefäß am Erdboden zu 0,2 *J* angesetzt. Dieser

1) A. Gockel, Physik. Zeitschr. **16**, 345, 1915.
2) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **11**, 811, 1910.

Wert ist errechnet aus dem mit selbständigen Methoden gemessenen Gehalt der Luft an Radiumemanation. Die Konzentration der Radiumemanation ist starken zeitlichen Schwankungen unterworfen. Ihre Abnahme mit der Höhe ist experimentell von Wigand untersucht worden durch Messungen im Flugzeug bis 4000 m Höhe durch Kondensation der Emanation mit flüssiger Luft. Zum Beispiel ergab ein Flug bis 1000 m Höhe $200 \cdot 10^{-18}$ Curie $cm^{-3}$ und oberhalb von 2000 m praktisch 0. Von Heß und Schmidt wurden Berechnungen über die Höhenverteilung der Emanation angestellt [vgl. hierzu die Darstellung von Priebsch (265)]. Das Emanationsproblem ist für die Ultrastrahlenforschung deshalb wichtig geworden, weil bei ungefilterter Vertikaleinstrahlung bei genauen Messungen der Anteil der Luftstrahlung doch merklich werden kann und seine Schwankungen bei Diskussion von Gesetzmäßigkeiten in der Schwankung der Ultrastrahlung beachtet werden müssen. Von neueren Messungen ist zu erwähnen neben Clay (104) besonders Kosmath (193, 194), der über Messungen der Abhängigkeit des Emanationsgehaltes von meteorologischen Faktoren berichtet. Eine Kompressionsmethode gestattet Messerschmidt (254) den Emanationsgehalt der Freiluft in 20 m Höhe in zweistündigen Intervallen fortlaufend zu verfolgen. An heiteren Tagen mit großer Temperaturschwankung ist auch der Emanationsgehalt stark schwankend. Maximum bei Sonnenaufgang, Minimum am Nachmittag zwischen 15 und 17 Uhr.

### 6. Luftdruckabhängigkeit der Ultrastrahlung.

Bei hohem Barometerstand ist im allgemeinen die Strahlungsstärke geringer als bei niedrigem. Diese Abhängigkeit vom Luftdruck wurde zuerst von Myssowsky und Tuwim (56) bei ihren Versuchen im Neva-Delta bei Petersburg 1926 gefunden und als Absorptionseffekt infolge Änderung der den Beobachtungsort überlagernden Luftmasse gedeutet. Sie führten ihre Messungen mit einem Kolhörster-Apparat aus, der allseitig von einer dicken Wasserschicht umgeben war. Auf diese Weise war Umgebungs-, Erd- und Luftstrahlung mit ihrer meteorologischen Variation ausgeschaltet. Weitere Messungen zu dieser oft als Barometereffekt bezeichneten Erscheinung führten aus: Steinke (98, 129, 216, 218), Büttner (77), Hoffmann und Lindholm (114, 153, 154, 195), Corlin (107, 178), G. v. Salis (127), Bothe und Kolhörster (173), Heß und Steinmaurer (219, 220), Millikan und Cameron (255), Pforte (264). Der Effekt wurde im Zusammenhang mit anderen Erscheinungen diskutiert von Kolhörster (89), Dorno (182) und Kaufmann (188). Das ganze vorstehend zitierte umfangreiche Material ist kürzlich von Kolhörster und Tuwim (246) in einer Abhandlung, die sich ausschließlich mit dem Barometereffekt der Höhenstrahlung beschäftigt, eingehend besprochen worden. Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß der Barometereffekt in erster Linie ein reiner Absorptionsvorgang ist, dessen Koeffizient mit dem anderweitig bestimmten Absorptionskoeffizienten in Übereinstimmung ist, daß aber darüber sich Störungen lagern. Je geringerer Panzer angewandt wird und je mehr Streustrahlung und Radioaktivität zur Wirksamkeit kommen, um so größer wird der Barometereffekt und um so größer werden auch die Schwankungen. Lehrreich sind in dieser Richtung die Kurvenbilder, die einer soeben erschienenen Publikation von Messerschmidt und Pforte (295) entnommen sind. Die Beobachtungen sind mit der großen Hallenser Doppelbombenapparatur gemacht. Das Gefäß war mit 10 cm Blei umgeben und befand sich unter dem Dach des Physikalischen Instituts (110 m über dem Meer). Die Kurven stellen Ergebnisse von 2923 Registrierstunden dar. Fig. 19 gibt ein Monatsdiagramm, die beigeschriebenen Zahlen geben die Anzahl der Stunden, aus denen der Mittelwert gebildet ist. Fig. 20 gibt ein Halbjahrsdiagramm. Beide Figuren

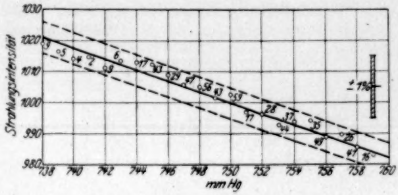


Fig. 19. Luftdruck-Strahlungsdiagramm. Mai 1931.

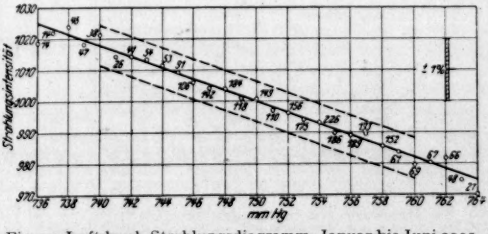


Fig. 20. Luftdruck-Strahlungsdiagramm. Januar bis Juni 1931.

zeigen die außerordentliche Konstanz der Strahlung und die Anpassung der Mittelwerte an den

Fig. 21.

linearen Zusammenhang. Fig. 21 und 22 aber erläutern, wie bei einem vorüberziehenden barometrischen Minimum die Strahlungsintensität in charakteristischer Weise von den Gleichgewichtswerten abweicht. Man sieht, daß beim Eintreffen des Tiefs die Strahlung um etwa 0,5 Proz. zu klein ist. Einige Stunden nach Erreichen des Minimums stimmt die Strahlungsintensität wieder mit der aus dem Mittelwert berechneten überein. Offenbar handelt es sich um Änderung der Streustrahlung, die auch noch durch 10 cm Blei wirksam ist. Die Kurven 21 und 22 wurden durch Mittelwertsbildung aus Beobachtungen beim Vorüberziehen von drei starken Barometerstörungen gewonnen.

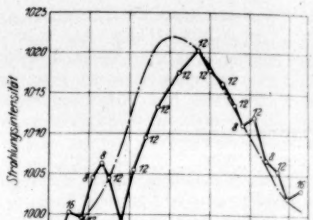


Fig. 22.

Nach dem mittleren Barometereffekt zu erwartende Strahlungsintensität.
Gemessene Strahlungsintensität.

## 7. Richtungsabhängigkeit der Strahlung.

Aus der Überlegung, daß die Strahlung beim Durchgang durch die Luft in ihren weicheren Komponenten stark absorbiert wird, folgt sofort, daß die Vertikale eine Vorzugsrichtung für die Intensität sein muß. 1923 hatten Kolhörster und v. Salis aus ihren Gletschermessungen geschlossen, daß für die Strahlung im wesentlichen nur ein Kreis von etwa 50° Durchmesser um den Zenit in Frage kommt [vgl. den Bericht von Wigand (8)]. Genauere Untersuchungen über die Richtungsabhängigkeit der Strahlung im Meeresniveau führten 1926 Myssowsky und Tuwim (55) durch. Im Wasserturm des Polytechnischen Instituts in Leningrad wurde die Intensitätsverteilung in verschiedenen Richtungen mittels Abblendung bestimmter räumlicher Winkel durch eine in der Höhe von 35 m über dem Erdboden gelegene, 2 m tiefe und ebenso breite Wasserschichtgemessen. Die Ergebnisse ließen sich so deuten, daß die Strahlung gleichmäßig aus allen Richtungen der Himmelskugel einfällt und die Bevorzugung der Vertikalen nur bedingt ist durch Absorption. Eine Abhängigkeit vom Azi-

Abb. 23. Richtungsverteilung der durchdringenden Strahlung in verschiedenen Höhen. Die Treppenkurve gibt die beobachteten Werte an. Ferner bedeuten:
——— die berechnete Kurve für $\mu_{Pb} = 0{,}026\ \mathrm{cm}^{-1}$.
— — — die berechnete Kurve für $\mu_{Pb} = 0{,}0042$, und $0{,}05\ \mathrm{cm}^{-1}$ zusammen (§ 12).

mut, wie sie etwa von einem Einfluß des Magnetfeldes der Erde zu erwarten wäre, wurde nicht gefunden. Im folgenden Jahre führte Steinke (98) bei seinen Untersuchungen über die durchdringende Strahlung im Meeresniveau auch eingehende Beobachtungen über die Richtungsabhängigkeit aus. Die Resultate werden wesentlich erweitert in seiner Arbeit 1928 (129), weil ihm hier neben den Beobachtungen im Meeresniveau auch die Messungen in Davos, 1600 m, und Muottas Muraigl, 2500 m, zur Verfügung standen. Die Fig. 23 veranschaulicht die Resultate. Die Messungen wurden mit einem 12 cm starken Eisenpanzer gemacht, der das Ionisationsgefäß umgab und von dem Teile entfernt werden konnten. Die Ergebnisse lassen sich ebenso deuten wie bei Myssowsky und Tuwim im Sinne einer aus dem Kosmos kommenden allseitig gleichförmigen Strahlung, die durch die verschieden langen Luftwege in der Atmosphäre eine vertikale Ausblendung erfährt. Die in den Figuren gezeichneten Kurven entsprechen zwei verschiedenen passend angenommenen Härten der einfallenden Strahlung. Zu ähnlichen Resultaten gelangen auch Millikan und Cameron (121, 297). Mit einer Zählrohrmethode haben Barnothy und Forró (224) kürzlich Abhängigkeit der Intensität vom Azimut festgestellt, doch soll das Ergebnis noch eingehend geprüft werden. Tuwim (281, 282) untersucht das Verhalten von Zählrohren in verschiedener Lage mit und ohne 10-cm-Bleipanzerung gegenüber der Höhenstrahlung im Meeresniveau. Die Stoßzahl bei vertikaler Lage der Zählrohrachse war rund 20 Proz. geringer als bei horizontaler. Diese Abhängigkeit wird als Richtungseffekt der Ultrastrahlung gedeutet. Maßgebend für die Zahl der Stöße ist der Flächeninhalt der Projektion des Zählrohres auf eine Ebene senkrecht zur Strahlrichtung. Die aus den Zählrohrmessungen folgende Richtungsverteilung der Höhenstrahlung zeigt eine bedeutend größere Anzahl geneigter Höhenstrahlen, als man nach den früheren Richtungsmessungen mit Ionisationskammern annehmen konnte. Die Ergebnisse werden in der zweiten Arbeit eingehend rechnerisch diskutiert. Rossi (275) findet bei Absorptionsmessungen mit Zählrohren, daß die Absorbierbarkeit der geneigten Strahlung größer ist als die der Vertikalstrahlung, ein Zeichen für Bildung von Sekundärstrahlung.

### 8. Zeitliche Variation der Strahlung.

Die Frage der zeitlichen Variation der Strahlung ist Gegenstand sehr intensiver Forschung gewesen, scheint sich doch hier der Weg zu bieten, sichere Aussagen über den Ursprung der Strahlung zu gewinnen. Da die Atmosphäre eine gewisse Ausblendung bildet, die durch Gletscherspalten oder Bleiwände verstärkt werden kann, so ist, wenn die Strahlung von bestimmten Himmelskörpern ausgeht, eine entsprechende Periode in den Intensitätsschwankungen zu erwarten. Die Ausblendung der harten Strahlungsanteile ist aber relativ unvollkommen und schwer durch Panzerung zu verbessern, die weichen Strahlungsanteile werden durch atmosphärische Störungen stark beeinflußt und sind von Radioaktivität schwierig zu trennen. In kurzen Stichworten soll zunächst der historische Gang in der Berichtszeit geschildert werden. 1923 hatten Kolhörster und v. Salis [nach Wigand (8)] auf dem Jungfraufirn in 3550 m Höhe eine die Fehlergrenze eben überschreitende zweigipfelige Schwankung der Höhenstrahlung von maximal nicht ganz 1 *J*, d. h. 15 Proz. des Gesamtbetrages von 6 *J* gefunden. Das Minimum fiel mit Kulmination des Poles der Milchstraße zusammen, das Morgenmaximum mit der Kulmination der Milchstraße und das Abendmaximum mit der des Herkules.

1925. Hoffmann (10): harte Strahlung im Meeresniveau, keine Andeutung einer regelmäßigen Periode, Mittelwerte von 8 Tagen zeigen höchstens 2 bis 5 Proz. Abweichung.

1926. Büttner (29, 30, 32): Nachweis der täglichen Periode auch in Meereshöhe. Auffallende Deutlichkeit der Periode im Gebirge, sowohl in Tirol wie im Jungfraugebiet, Amplitude mehr als 12 Proz. Kolhörster und v. Salis (47, 48, 50, 53): Beobachtungen im Jungfraugebiet, tägliche Periode wieder gefunden, Milchstraße, Andromeda und Herkules. Millikan (58, 59): Strahlung mit gleicher Intensität Tag und Nacht und aus allen Richtungen.

1927. Büttner und Feld (76,77): Schwankungen nach Sternzeit auf der Zugspitze. Clay (79): keine Periode nach Sternzeit, Morgenminimum. Corlin (80, 81): ausführliche Diskussion der Kolhörsterschen Ergebnisse: nur Mirasterne als Ausgangspunkt der Höhenstrahlung möglich. Kolhörster und v. Salis (90): Amplitude 30 Proz. (Jungfrau). Steinke (98): Beobachtungen im Meeresniveau, 14 Tage photographische Registrierungen, seitliche Abschirmung mit Blei: Schwankungen rund zehnmal kleiner als von anderen Autoren gefunden, erklärbar durch Schwankung des Reststromes; Hinweis, daß trotzdem in größerer Höhe wegen der Inhomogenität der Strahlung periodische Schwankungen bestehen können.

1928. Clay (104, 105): tägliche Periode, aber keine Sternzeit. Corlin (107, 109, 110): vorliegendes Material diskutiert: Sternzeit praktisch sicher. Hess und Mathias (112): Messungen mit Eisenpanzer; Unregelmäßigkeiten der Schwankungen, die aber mit wachsender Höhe

nicht zunehmen. Hoffmann und Lindholm (114): Kompensationsanordnung. Intensität schwankt unregelmäßig, einfache Intensitätsvariation nach sternzeitlicher Periode besteht nicht. v. Salis (127): kleinere Schwankungen nach Sternzeitperiode. Steinke (129): stark wechselnde kleine Schwankungen.

**1929.** Corlin (140) meint: Auch bei den Registrierungen von Hoffmann und Lindholm sei Sternzeit ersichtlich. Hess und Mathias (148):

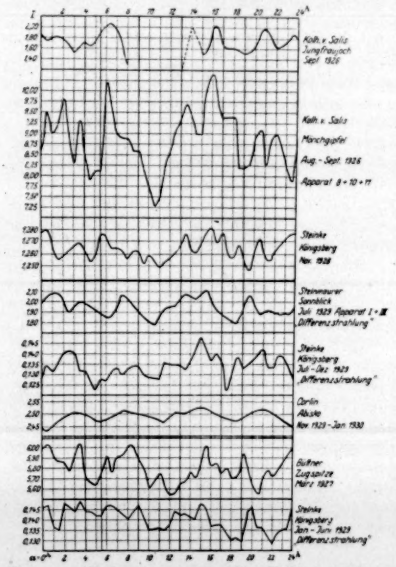

Fig. 24. Dauermessungen der Höhenstrahlung, von verschiedenen Forschern ausgeführt und nach Sternzeit geordnet.

Schwankungen in zwei Apparaten nebeneinander nicht in gleicher Weise simultan. Lindholm (153, 154): keine Sternzeit, weiche Strahlung (Panzer oben offen) zeigt tägliche Periode: Minimum $4^h$, Maximum $16^h$. Jährliche Periode, Maximum Winter, Minimum Sommer. Millikan und Cameron (159): Schwankungen nicht mehr als 2 Proz., keine Abhängigkeit. Steinke (170): Sternzeitperiode selbst in Meeresniveau.

**1930.** Clay (174): Anstieg der Strahlung im Sommer auch innerhalb eines Panzers. Corlin (175, 176, 178), nach eigenen Messungen: wenn auch starke Schwankungen, herrscht Sternzeitkurve bei längeren Beobachtungsreihen stets vor. Hess (185): aus den Muottas Muraigl Messungen (Hoffmann und Lindholm) wird eine solare Komponente abgeleitet. Hoffmann und Lindholm (186): Hinweis auf Notwendigkeit der Kompensation bei genauen Schwankungsmessungen. Hoffmann und Pforte (187): Ionisationsschwankungen in nebeneinander befindlichen Bomben einer Zwillingsapparatur mit Kompensation nicht gleichzeitig, Lindholm (195): Bestätigung vorjähriger Resultate durch weitere Meßreihen (in 2500 m Höhe). Millikan (201): meteorologische Deutung kleiner Schwankungen. Steinke (216, 218): Sternzeitschwankungen im Meeresniveau mit 3500 Registrierstunden festgestellt. Steinmaurer (219, 220): Differenzkurve zwischen Halbpanzer und Vollpanzer zeigt bei Apparat III bekannte Sternzeitkurve, Apparate differieren untereinander (3100 m).

**1931.** Compton, Bennet und Stearns (229): Konstanz der Strahlung. Corlin (231): Übereinstimmung verschiedener Forscher in der Sternzeitkurve kann kein Zufall sein (vgl. Fig. 24). Hess (238), Hess und Pforte (240): über die solare Komponente der Ultrastrahlung. Hoffmann (241): Zwillingsapparatur zeigt in der harten Strahlung wesentlich nur Luftdruckabhängigkeit, in der weichen Strahlung (Panzer oben geöffnet) starke meteorologische Einflüsse, an heiteren Tagen Nachmittagsmaximum (vgl. Fig. 25). Millikan (256): Konstanz der Strahlung, Schwankungen meteorologisch bedingt. Pforte (264): starke zeitliche Gleichartigkeit der unregelmäßigen Schwankungen, wenn die Bomben der Zwillingsapparatur anstatt nebeneinander übereinander gelegt werden.

**1932.** Messerschmidt (296): (Hallenser Zwillingsapparatur) findet in der harten Strahlung, Halbjahresergebnis von 2932 Registrierstunden, eine tageszeitliche Periode, die sich aber nicht als direkter Sonneneffekt deuten läßt. Bei einer Meßgenauigkeit von $\pm$ 0,04 Proz. ist in der harten Strahlung keine Sternzeitperiode vorhanden. Millikan (297): kosmische Strahlung zeigt im Mittel nachmittags höchsten Wert, morgens Minimum. Lindholm (291, 292) erhält in der weichen Strahlung in Stockholm mit ähnlicher Apparatur wie die Hallenser ebenfalls Strahlungsmaximum am Nachmittag und die mit 10 cm Bleipanzer allerseits aufgenommene tageszeitliche Kurve ist mit der Messerschmidtschen Beobachtung in bester Übereinstimmung. Er hat seine Beobachtungen einer Fourierschen Analyse, die die ersten drei Glieder berücksichtigt, unterworfen.

Das vorstehend skizzierte Riesenmaterial kritisch zu sichten, würde untunlich sein. Wie ich (241) ausführte, ist die Frage nach der Sternzeitperiode im jetzigen Stadium der Forschung ein sehr schwieriges Problem geworden. Groß können die Schwankungen nach Sternzeit an

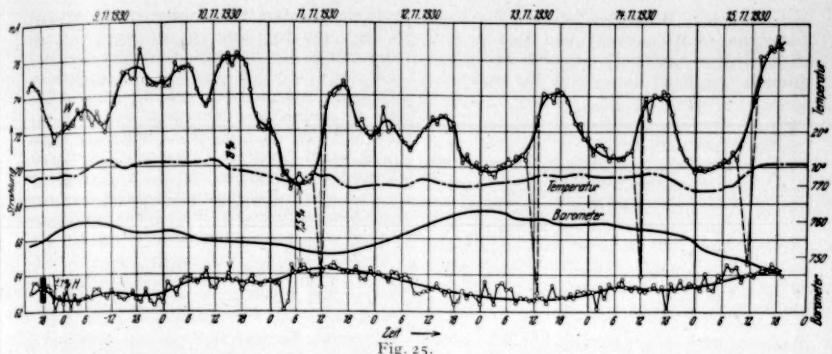


Fig. 25.

Strahlung mit geschlossenem Panzer ($H$) und Strahlung mit oben geöffnetem Panzer ($W$), gleichzeitig registriert. Luftdruckkurve und Kurve der Außentemperatur. Aufgenommen mit der Zwillingsapparatur.

bequem zugänglichen Orten nicht sein. Die harte Strahlung zeigt den Sonneneinfluß, die Kurve nach Sternzeit ist nach (296) innerhalb der Meßgenauigkeit glatt. Bei der weichen Strahlung ist das Maximum am Nachmittag bei Strahlungswetter nicht durch Radioaktivität bedingt, denn der Emanationsgehalt der Luft ist nach II, 5 (254) gerade nachmittags niedrig, sondern muß durch Änderung der Sekundärstrahlungsverteilung bedingt sein. Folglich nützt es auch nicht, emanationsarme Orte aufzusuchen. Nur sehr ausgedehnte Meßreihen an möglichst hochgelegenen Orten und Mittelwertsbildungen über Jahresregistrierungen könnten meiner Meinung nach weiterführen.

Auf gleichen Barometerstand reduziert, scheint die harte Strahlung innerhalb des ganzen Jahres konstant zu sein (295), und nur die weiche Strahlung ist außerdem noch meteorologisch abhängig. Doch werden feinere Untersuchungen auch auf dem Gebiete der Jahresperiode zur weiteren Klärung notwendig sein.

### 9. Durchgang von Ultrastrahlung durch Materie.

Beim Durchgang der Ultrastrahlung durch Materie kommen neue Eigenschaften zum Vorschein, deren Deutung für die Erforschung des Wesens der Ultrastrahlung von Wichtigkeit sein muß. Absorptionskurven, die mit Luft und mit Wasser als absorbierende Substanz ausgeführt sind, gehen ohne Knickung ineinander über, wenn auf gleiche Dichte umgerechnet wird. Wesentlich andere Ergebnisse aber werden erzielt bei Anwendung von Metallen als Absorbenz. Auf Grund seiner Erfahrungen mit starken Bleipanzerungen kam Hoffmann (85, 88) dazu, das Verhalten der Ultrastrahlung gegen Elemente verschiedener Ordnungszahlen systematisch zu untersuchen. Diese Arbeit ist schon II, 4 bei Besprechung der Abgrenzung der Ultrastrahlung gegen Normalradioaktivität erwähnt worden und die charakteristischen Kurven in Fig. 18 wiedergegeben. Für ein vergleichendes Betrachten verschiedener Stoffe wurde nicht vom Dichteverhältnis ausgegangen, sondern in naheliegender Weise Stoffschichten gleichen Elektronengehaltes in Parallele gesetzt. Kernelektronen wurden dabei nicht berücksichtigt. Die Beobachtungen ergeben dann, daß im Panzer aus Elementen niedrigerer Ordnungszahl unter sonst gleichen Bedingungen die Ionisation stets die größere ist. Die Deutung erfolgte mit den für $\gamma$-Strahlen gültigen Ansätzen für Absorption und Streuung unter Vorbehalt, weil die Natur der Höhenstrahlung als Ultra-$\gamma$-Strahlung noch nicht endgültig festgelegt war. Messungen im folgenden Jahre zeigten, daß die Genauigkeit der großen Kompensationsapparatur (114) bei Abdeckung der oberen Panzeröffnung mit verschiedenen Metallplatten gestattete, charakteristische Absorptionskurven mit Ausbuchtungen aufzunehmen, und zu ähnlichen Ergebnissen gelangte fast gleichzeitig auch Steinke (129) bei seinen Messungen in Davos mit Eisenpanzer. Bothe und Kolhörster haben dann in ihrer Arbeit über das Wesen der Höhenstrahlung (136) darauf hingewiesen, daß die Unterschiede der Stoffe auch bei $\beta$-Strahlen beobachtet sind und haben die Fig. 26 und 27 nebeneinandergestellt, die eine nach Hoffmann und Lindholm (114) für Ultrastrahlung, die andere nach Eddy[1])

1) C. E. Eddy, Proc. Cambr. Phil. Soc. **25**, 50, 1929; vgl. auch die Fig. nach Varder 1915 in Rutherford, Radiations from radioactive substances. 1930, S. 414.

für $\beta$-Strahlen. Mit großen Blei- und Eismengen haben ferner Myssowsky und Tuwim (124) die charakteristischen Unterschiede beider Substanzen eingehend untersucht. Die exaktesten

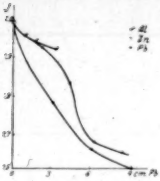

Fig. 26.

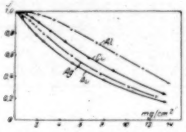

Fig. 27.

Beobachtungen bringt aber die kürzlich erschienene Arbeit von Schindler (277), die er mit seiner in Fig. 8 abgebildeten Differentialappa-

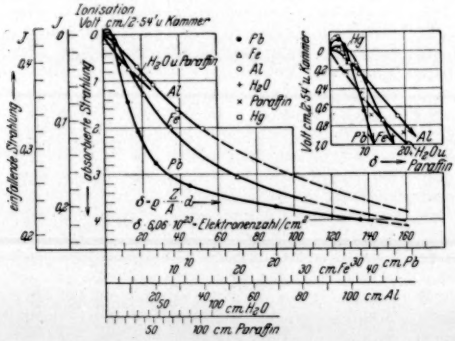


Fig. 28. Hauptkurven.

ratur gewinnen konnte. Auf die Bedeutung dieser Untersuchung machte schon Steinke in einem Vortrag (217) aufmerksam. Schindler unterscheidet Hauptkurven, Absorptionskurven

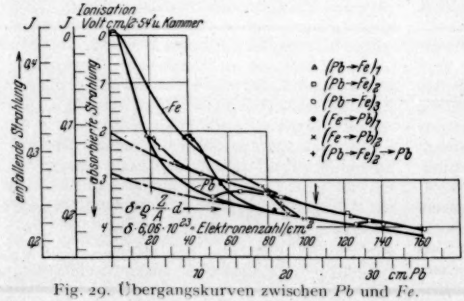


Fig. 29. Übergangskurven zwischen *Pb* und *Fe*.

mit einheitlichem Panzermaterial (Fig. 28) und Übergangskurven (Fig. 29), bei denen verschiedene Stoffe übereinander geschichtet sind, und die deutlich zeigen, wie nun mit wachsender Dicke die Ionisation sich der Hauptkurve nähert. Es ist sowohl der Übergang $Pb \rightarrow Fe$, wie $Fe \rightarrow Pb$ deutlich sichtbar. Besonders eigenartig ist an einzelnen Kurven, auch an Hauptkurven, die Tatsache, daß die Panzerung zunächst eine Ionisationszunahme und dann erst eine Verringerung gibt. Für viele weitere Einzelheiten muß auf die Originalarbeit hingewiesen werden.

Mit einer Koinzidenzmethode von drei Zählrohren hat Rossi (303) in diesem Jahre den Nachweis einer Sekundärstrahlung der durchdringenden Korpuskularstrahlung geführt.

Heisenberg (288) hat die ganzen hier besprochenen Effekte kürzlich eingehend in einem Vortrag behandelt und gezeigt, daß mit der Annahme von primären Korpuskularstrahlen diese Beobachtungen gut gedeutet werden können.

### 10. Eichung der Meßapparate.

Die vorstehenden Beobachtungen machen unmittelbar deutlich, daß die durch Ionisation gemessene Intensität (Ionen/ccm sec) abhängig ist von dem Material und der Wandstärke des Ionisationsgefäßes. Es ist daher nicht zu verwundern, daß die Intensitätsangaben verschiedener Autoren erhebliche Abweichung zeigen. Für die leicht transportablen Apparate nach Kolhörster ist die relative Bestimmung der Empfindlichkeit verschiedener Instrumente am einfachsten durchzuführen durch Vergleichung mit der Wirkung eines Radiumpräparates[1]). Kolhörster hat gezeigt, daß auch die Höhenstrahlungswirkung innerhalb der Meßgenauigkeit im gleichen Verhältnis steht. Die Prüfung einer Apparatur mit Radium ist auch bequem zur Kontrolle, ob ein Apparat, der im Hochgebirge benutzt wird, seine Gasfüllung beibehalten hat [Hess (112)]. Die absolute Bestimmung des Ionisationsstromes setzt neben der Volteichung die Kapazitätsmessung voraus. Es ist in den letzten Jahren gelungen, die bei den kleinen Kapazitäten vorliegenden meßtechnischen Schwierigkeiten zu beseitigen, so daß sehr genaue Eichungen möglich sind. Hierfür ist auf die Darstellung von Kolhörster (192) und Hess und Reitz (184) hinzuweisen, die sich

1) Kolhörster, Berl. Ber. **34**, 366, 1923.

ausschließlich mit der kritischen Vergleichung der verschiedenen Methoden zur Kapazitätsbestimmung von Strahlungsapparaten befassen. Es sind folgende Methoden anwendbar: 1. Stromeichung mit $\alpha$-Ionisation unter Verwendung eines satt-dicken Präparates von Uranoxyd von bekanntem Stromwert. 2. Stromeichung mit $\beta\gamma$-Ionisation unter Benutzung von Ladesonde und berechenbarem Zusatzkondensator [vgl. auch Millikan und Cameron (119)]. 3. Ladungsteilung unter Verwendung von Wulf-Kondensator. Für die Evesche Zahl ergeben sich so Werte, die bei den einzelnen Apparaten zwischen 5,5 und $6{,}8 \cdot 10^9$ liegen und auf $\pm 1$ Proz. genau bestimmt werden können. Die Schwierigkeiten der Kapazitätsmessungen sind aus den Abhandlungen von Clay (104, 105, 174) ersichtlich, für die Bestimmung der Eveschen Zahl vgl. auch Reitz (271).

Bei Apparaturen mit angebautem Elektrometer ist die Genauigkeit der Kapazitätsmessung allein von der Exaktheit des Normals abhängig [Steinke (129), Ziegert[1])].

## 11. Druckabhängigkeit der Ionisation.

Die zur Vermehrung der Meßgenauigkeit der Ultrastrahlung durch Ionisation sehr wirksame Maßnahme, mit erhöhtem Gasdruck zu arbeiten, bringt eine merkwürdige Erscheinung. Die Ionisation steigt mit wachsendem Druck zunächst proportional, aber bei weiterer Steigerung wird die Zunahme immer geringer. Diese Druck-Ionisationskurve ist, wie Fig. 30 zeigt, für $\gamma$-Strahlung radioaktiver Stoffe und für die Ultrastrahlung — in der Figur bedeuten Kreuze $\gamma$-Strahlung, Kreise Ultrastrahlung — so gleichartig, daß es besonders feiner Messungen bedarf, um Unterschiede zu konstatieren. Daß eine mangelhafte Sättigung vorliegt, scheint zunächst sehr unwahrscheinlich, weil eine Änderung der Spannung an der Ionisationskammer im speziellen Falle von etwa 100 Volt auf 200 Volt nur eine Änderung von weniger als 1 Proz. hervorruft. Diese Erscheinungen wurden bis 20 Atm. von Hoffmann und Lindholm beobachtet (114), dieser Arbeit ist auch die Fig. 30 entnommen. Ganz analoge Feststellungen, auch in bezug auf die Gleichartigkeit des Verhaltens von $\gamma$-Strahlung und Ultrastrahlung machten Millikan und Bowen (258, 298). Bei wesentlich höheren Drucken, die bis 170 Atm. gehen, untersuchte dann Broxon (225, 226, 227) Resultat: die Ionisation wird schließlich druckunabhängig. Der Endwert liegt bei Stickstoff höher als bei Sauerstoff. Weiter haben Compton, Bennet und Stearns (228) festgestellt, daß die Ionisation in Druckgefäßen temperaturabhängig ist. Entsprechende Beobachtungen sind auch von K. Wolf (307) gemacht. Es ist für die Meßtechnik der Ultrastrahlung natürlich von erheblicher Bedeutung, die Größe dieser Effekte genau zu studieren. Eine in diesem Jahre erschienene Arbeit der obengenannten Autoren (285) schlägt eine Erklärung auf folgender Grundlage vor. Bei hohen Drucken bleiben die anfänglich gebildeten Ionen so nahe beieinander, daß sie häufig sich wiedervereinigen unter der Wirkung der gegenseitigen elektrostatischen Anziehung. Eine passend gewählte Annahme über die Reichweite der Sekundärelektronen, die von primären $\beta$-Teilchen erzeugt werden, führt zu einer Formel, aus der eine Temperaturabhängigkeit der Ionisation folgt. Denn bei erhöhter Temperatur muß die Molekularbewegung die Wiedervereinigungswahrscheinlichkeit verringern. Der berechnete und gemessene Temperatureinfluß ist in befriedigender Übereinstimmung.

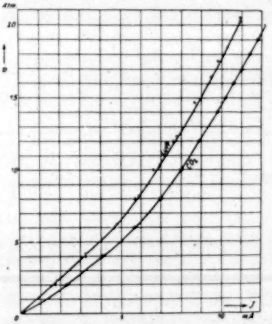

Fig. 30. Druckabhängigkeit der Ionisation.

## 12. Statistische Schwankungen; Einzelstöße.

Die große kompensierte Apparatur, mit der Hoffmann und Lindholm (114) beobachteten, zeigte kurzzeitige Strahlungsunruhe, die sich in einer Schwankung der Stundenwerte von $\pm 1$ Proz. dokumentierte. Nahm man an, daß die einzelnen Strahlungsprozesse mit Ionenmengen von ähnlicher Größe verknüpft waren, wie bei $\beta\gamma$-Ionisation, so konnte die Unruhe nicht rein statistisch sein, sondern es mußte auf eine Unruhe der Strahlung selbst geschlossen werden. Die Frage entstand, ob zwei kompensierte Apparate nebeneinander diese Unruhe parallel aufzeichnen würden. Die Antwort erbrachte in den nächsten Jahren die Hallenser Zwillingsapparatur. Pforte (264) zeigte, daß die Schwankungen nebeneinander aufgebauter

1) H. Ziegert, Zeitschr. f. Phys. **46**, 668, 1928.

Apparate keine Beziehung zueinander hatten; lagen die Bomben aber übereinander, so war ein gemeinsamer Gang unverkennbar. Der inzwischen von Bothe und Kolhörster (136) geführte Nachweis, daß die Ultrastrahlung von sehr weitreichenden Korpuskularstrahlen begleitet ist oder ganz daraus besteht und die von Kolhörster und Tuwim geäußerte Ansicht, daß das Ionisationsvermögen dieser Korpuskeln pro cm mit über 100 angesetzt werden muß (250), ist mit diesen Schwankungsbeobachtungen gut verträglich. Wenn man die in den Bomben verfügbaren Strecken auf Luft von Normaldruck umgerechnet in Betracht zieht, so gelangt man zu Schätzungen über die Größenordnung der Einzeleffekte, die den beobachteten Schwankungen etwa entsprechen können. Da die Vertikale für die Korpuskeln Vorzugsrichtung ist, wird bei übereinanderliegenden Bomben ein merklicher Bruchteil der Korpuskeln beide Bomben gleichzeitig durchsetzen und so simultane Schwankungen bewirken.

Eine besondere Art von Ionisationsstößen wurde zum erstenmal von Hoffmann bei der großen Druckapparatur bemerkt, die zu den Schweizer Messungen (114) benutzt wurde; plötzliche Elektrometerbewegungen, denen Ladungsmengen von mehreren Millionen Ionen entsprechen müssen. Sie traten wenige Male am Tage auf, und es lag zunächst nahe, an Apparaturstörungen zu denken. Die Hallenser Doppelapparatur zeigte sie ebenfalls, und zwar jede Bombe einzeln. Beim Einbringen in das Bergwerk, und dadurch Abschluß der Apparatur von der Ultrastrahlung, hörten die Stöße auf. Dadurch war der sichere Nachweis geführt, daß es sich um einen reellen Ionisationseffekt handelte, für den Atomzertrümmerungsvorgänge als Ursache angenommen wurden [Hoffmann und Pforte (187)], Pforte (203)]. Einen erheblichen Schritt vorwärts in der Deutung dieser Stöße haben ganz kürzlich Steinke und Schindler (306) gemacht. Sie konnten an der Hand umfangreicher Statistik [Schindler (277)], die 710 Stöße umfaßt, nähere Aussagen machen über die Stoßgröße: die maximal gefundene beträgt für ihre Druckkammer $1 \cdot 10^7$ Elementarquanten, die häufigste $1 \cdot 10^6$ Elementarquanten. Es hängt aber die Zahl der Stöße ab vom Bleimantel (10 cm stark); Registrierungen ohne alles Blei ergaben nur 0,007 Stöße pro Stunde, mit seitlichem Blei wurden 0,040 und mit allseitigem Blei 0,069 Stöße pro Stunde gemessen[1]). Die nähere Diskussion führt zu der Vorstellung, daß es sich um eine Zertrümmerung von Blei durch Ultrastrahlung handelt und daß die hierbei auftretenden $H$-Kerne die Ionisation in der Bombe bewirken.

1) Eine durch diese Arbeit angeregte Durchsicht der in Halle aufgenommenen Kurven gibt nach Mitteilung von W. Messerschmidt in der Tat auch bei unseren Beobachtungen eine durchaus analoge Abhängigkeit vom Bleimantel.

### 13. Sonderergebnisse des Zählrohrverfahrens.

Das Zählrohrverfahren, dessen Methoden I, 2 beschrieben sind, gibt sehr wertvolle besondere Arbeitsmöglichkeiten gegenüber dem Ionisationsverfahren. Die Koinzidenzmethode mit zwei und noch schärfer mit drei Rohren gestattet, die normale Radioaktivität ganz von der Ultrastrahlung abzutrennen. Denn wie schon Bothe und Kolhörster in ihrer ersten Arbeit (136) im Kontrollversuch zeigten, sind wahre Koinzidenzen mit $RaC$-$\gamma$-Strahlung nur dann vorhanden, wenn die die beiden Rohre trennende Metallschicht, die Rohrwandungen eingerechnet, dünner ist wie 1 mm Aluminium. Das ist zu erwarten, wenn die Koinzidenz bedingt ist durch ein gemeinsames Sekundärelektron, das beide Rohre durchsetzt. Sowie also 1 mm starke Messingrohre für die Zähler genommen werden, ist jede wahre Koinzidenz bedingt durch Ultrastrahlung und es stören nur die Zufallskoinzidenzen. Bei drei Rohren lassen sich aber bei der Schirmgittermethode die Zufallskoinzidenzen so stark unterdrücken, daß es Rossi (302) neuerdings gelungen ist, den einzelnen Ultrastrahl durch Bleimassen von der Dicke eines Meters zu verfolgen. Aus der mit dieser Anordnung bestimmten Absorbierbarkeit der die Koinzidenzen bedingenden Korpuskeln muß geschlossen werden, daß ein bedeutender Bruchteil der Korpuskeln eine Reichweite hat, die größer ist als 1 m Blei, das heißt größer als die Dicke der ganzen Atmosphäre. Vergleicht man hiermit den Absorptionskoeffizienten der Ultrastrahlung, wie er mit der Ionisationsmethode gemessen wird, so müssen, wenn die Korpuskeln in der Atmosphäre durch primäre Ultra-$\gamma$-Strahlung ausgelöst werden, die Korpuskeln durchdringender sein als die Ultra-$\gamma$-Strahlung. Rossi kommt zu dem Schluß, daß seine Messungen nicht der Annahme widersprechen, daß die beobachtete Korpuskularstrahlung als die primäre Ultrastrahlung selbst anzusehen ist, worauf seine früheren Beobachtungen (273) schon hinwiesen.

Aus ihren ersten Versuchen schlossen Bothe und Kolhörster [(137), daß auf den cm² der freien Erdoberfläche pro sec rund 0,01 Höhenstrahlungsteilchen fallen. Die Ionisation muß dann etwa 90 Ionenpaare/cm Normalluft betragen. 1931 berechnen Kolhörster und Tuwim (249, 250) aus der Theorie des vertikalen

Zählrohreffektes von Tuwim und ihren Meßdaten die spezifische Ionisation zu 135 Ionen/cm und geben als untere Grenze für die Energie des einzelnen Höhenstrahles $2 \cdot 10^9$ Elektronen-Volt an.

### 14. Sonderergebnisse des Wilsonkammerverfahrens.

Die ersten Wilsonaufnahmen von Bahnspuren der Höhenstrahlungsteilchen sind Skobelzyn zu verdanken, wie schon bei der Besprechung der Versuchsanordnungen erwähnt. Unter der Annahme (169), daß es sich um Elektronen handelt, schließt er aus der in der Mehrzahl der Fälle nicht merklichen Krümmung der Bahnen im Magnetfeld auf Geschwindigkeiten, die einer Spannung größer als $15 \cdot 10^8$ Volt entsprechen; der ungefähr berechnete Ionisationseffekt dieser Strahlen beträgt etwa 1 $J$; die Winkelverteilung zeigt starke Bevorzugung der Richtungen mit größerer Neigung gegen die Horizontalebene. Merkwürdig ist das Auftreten mehrerer von einem gemeinsamen Emissionszentrum herrührenden $\beta$-Strahlen von der betrachteten Art. Es wird angenommen, daß die $\beta$-Strahlen durch Comptonprozesse aus einer primären Ultra-$\gamma$-Strahlung entstehen [Auger und Skobelzyn (133)].

Eine Kombination einer Wilsonkammer mit Geiger-Müllerschen Zählrohren in einer Weise, welche die gleichzeitige Untersuchung der einzelnen kosmischen Strahlenpartikeln durch die beiden Methoden zuläßt, haben Mott-Smith und Locher (260) durchgeführt. Durch eine besondere Schaltanordnung konnte einwandfrei festgestellt werden, daß mit dem Auftreten einer gradlinigen Wilsonbahnspur ein Ansprechen des benachbarten Zählrohres zeitlich koinzidierte. Es wurde keine Krümmung im Magnetfeld gefunden, trotzdem $2 \cdot 10^9$ $e$-Volt-Elektronen noch hätten merklich abgelenkt werden müssen. Verschiedene Erklärungsmöglichkeiten werden besprochen. Ist die Korpuskel primär und geladen, so müßte, damit das Erdfeld nicht stört, wenn es sich um ein Elektron handelt, die Energie mindestens $10^{11}$ $e$-Volt sein. Ein Proton [Geiger (233)] ist unwahrscheinlich, weil die bei Wilsonaufnahmen beobachteten Bahnspuren an Intensität dem Ionisierungsvermögen der $\beta$-Strahlen entsprechen. Ein Neutron (Pauli) würde das unmagnetische Verhalten erklären, stellt aber eine ganz neue Annahme dar (inzwischen ja auch bei anderen Vorgängen in Diskussion gezogen).

In diesem Jahre berichtet Skobelzyn (304) über das Ergebnis aus 1100 Stereoskopaufnahmen mit 146 Höhenstrahlungselektronen, die nach ihrer Richtungsverteilung statistisch bearbeitet wurden. Die Korpuskularstrahlung ist ganz gleichmäßig über das Himmelsgewölbe verteilt; die beobachteten Bahnspuren sollen herrühren von sekundären Strahlen einer elektromagnetischen oder korpuskularen Primärstrahlung, wobei die Richtungen von Primär- und Sekundärstrahl mehr oder weniger unabhängig voneinander sein sollen. Locher (293) leitet aus seinen Wilsonaufnahmen ab, daß die spezifische Ionisation der kosmischen Strahlenteilchen nicht größer ist als 36 Ionen pro cm in Luft von Normaldruck. Dies ist im Widerspruch mit der Angabe von Kolhörster und Tuwim (im vorhergehenden Paragraphen referiert), die eine fast viermal so starke Ionisation aus ihren Zählrohrversuchen berechnen. Locher sieht die Erklärung für diese Diskrepanz in der Annahme, daß diese Teilchen in Gruppen bei einem Atomkernprozeß entstehen. Durchschlägt eine derartige Garbe von Teilchen ein Zählrohr, so wird dieser Vorgang als Einzeleffekt registriert. Eine Bekräftigung dieser Garbenerklärung geben die von Skobelzyn zuerst bemerkten Mehrfachbahnen, die auch Locher findet. (Unter 148 Stereoskopbildern von kosmischen Strahlen waren 20 Gruppen von 2 oder mehr Bahnspuren). Über ähnliche Mehrfachbahnen berichten auch Millikan und Anderson (299) an der Hand von 1000 Aufnahmen. Durch Kombination der Wilsonaufnahmen mit genügend starken Magnetfeldern gelingt der Nachweis, daß gleichzeitig Elektronenbahnen und Protonenbahnen auftreten. Der Vorgang wird so gedeutet, daß Photonen von 100 bis 500 Millionen Elektronen-Volt Energie mit dem Kern in Reaktion treten.

### 15. Abhängigkeit der Strahlung von der geographischen Breite.

Wäre es möglich zu konstatieren, daß an verschiedenen Orten der Erde gleichzeitig irgendwelche charakteristische Strahlungsschwankungen auftreten, so wäre ein wichtiger Fortschritt in der Erkenntnis der Natur der Strahlung gemacht. Versuche in dieser Richtung sind alt [vgl. (8)]. Eine zweite Frage von grundlegendem Charakter betrifft die Intensität als Funktion des Ortes. Dieses Problem wurde besonders aktuell, als der Nachweis von Korpuskularstrahlung großer Reichweite von Bothe und Kolhörster erbracht war. Kam diese Strahlung als elektrisch geladene Partikeln aus dem Kosmos, so müßte ein Einfluß des Magnetfeldes der Erde nachweisbar sein. Die bisherigen Resultate bei beiden Fragestellungen sind im wesentlichen negativ. Ein großer Teil der Beobachter kommt zu dem Schluß, daß die Intensität innerhalb der

Beobachtungsgenauigkeit konstant und gleich ist, und diejenigen Autoren, die Unterschiede finden, geben die Resultate mit gewissem Vorbehalt wieder.

Messungen Bêhouneks auf Spitzbergen (69) bringen keine Besonderheiten in dieser Frage, ebenso verzeichnen Malmgrön und Bêhounek im Luftschiff über dem Nordpol durchaus normale Werte. Clay (104, 105) kommt dagegen zur Konstatierung eines merklichen Unterschiedes der Ionisation in Leyden (primär 1,1 $J$) und Bandoeng (Java) (primär 0,76 $J$). Millikan und Cameron (121) finden wieder auf einer Reise von Nord- nach Südamerika keine Breitenabhängigkeit. Zu dem gleichen Resultat gelangen auch Bothe und Kolhörster (173) im folgenden Jahre (1930) auf einer nördlichen Seefahrt; das durchmessene Gebiet erstreckt sich von 53° bis 81° nördlicher Breite und von 24° westlicher bis 25° östlicher Länge. Die geomagnetische Breite variierte zwischen 53° (Hamburg) und 77° (Eisgrenze). Clay (174) kommt auf der Rückreise zu ähnlichen Feststellungen wie oben angegeben. Auch Corlin (179) schließt aus seinen Messungen auf eine Zone größter Intensität der Höhenstrahlung zwischen 50° und 60° geomagnetischer Breite. Messungen in Pasadena +34° und Churchill Ma (+59°) zeigen wieder gleiche Strahlungsstärken im Tagesmittel auf 1 Proz. [Millikan (201) 1930]. Keine Breitenabhängigkeit konstatiert ferner Wölcken (223) zwischen 57° und 67° nördlicher Breite. Auch die Resultate von Grant in der Antarktis sind negativ (235). Eine Besprechung der verschiedenen Ergebnisse gibt Corlin (230).

### 16. Ablenkbarkeit der Strahlung im Magnetfeld.

Schon bei ihrer ersten Zählrohrarbeit wiesen Bothe und Kolhörster (136) darauf hin, daß bei Ersetzung des Absorbers zwischen den beiden Zählrohren durch ein genügend starkes Magnetfeld ebenfalls eine Abnahme der Koinzidenzen eintreten muß, wenn die Koinzidenzen durch geladene Partikeln hervorgerufen werden. Curtiss (141, 180) hat bei einem Felde von 7000 Gauß und 24 cm Durchmesser, das Elektronen von $10^8$ $e$-Volt ablenkt, also auf weichere Strahlen einwirkt, eine Abnahme der Koinzidenzen um 25 Proz. gefunden. Die Koinzidenzmethode mit drei Zählrohren und Einschaltung eines starken und ausgedehnten Magnetfeldes zwischen zweitem und drittem Zählrohr gibt die Möglichkeit, Ablenkungsbeobachtungen zu verbessern. Die Ablenkung muß sich dann je nach Einstellung der Zählrohre als Abnahme oder Zunahme der Koinzidenzen äußern [Tuve (222)].

Diese Methode bildet Mott-Smith (202, 259) in der Weise aus, daß drei Zählrohre (5 cm Durchmesser) vertikal übereinander mit ihren Achsen parallel und horizontal angeordnet waren. Die oberen Rohre waren 30 cm voneinander entfernt und sonderten ein paralleles Bündel Höhenstrahlen aus. Diese Strahlen mußten dann einen 15 cm dicken Eisenkern durchsetzen, der kräftig magnetisiert werden konnte, bevor sie in das dritte Rohr eintraten. Ohne Magnetisierung sollten die meisten Koinzidenzen bei der Ausgangslage eintreten, wo alle Rohrachsen in einer vertikalen Ebene lagen. Das wurde auch konstatiert und auch die Streuung, gemessen durch Abnahme der Koinzidenzen bei seitlicher Bewegung des untersten Rohres, entsprach der Berechnung. Mit Magnetfeld hätten bei der starken Induktion des Eisens (17000) die meisten Koinzidenzen bei Seitenbewegung um 2,2 cm für $10^9$ $e$-Volt-Elektronen eintreten müssen. Der Effekt trat nicht ein, und es muß also die Geschwindigkeit der Elektronen wesentlich größer sein. Eine kürzlich erschienene Arbeit mit ähnlicher Versuchsanordnung desselben Verfassers kommt zum gleichen Resultat (300). Auch Rossis (166, 208) Untersuchungen mit ähnlichen Anordnungen kommen zu den gleichen Ergebnissen. Ferner hat Rossi (276) mit Anwendung von zwei Zählrohren untersucht, ob das magnetische Erdfeld eine Asymmetrie der Strahlung in bezug auf den magnetischen Meridian bewirkt, wie sich aus der Annahme einer Elektronenstrahlung von einigen Milliarden Elektronenvolt berechnen läßt. Die nach der Koinzidenzmethode angestellten Versuche ergaben aber keine Anzeichen hierfür.

### 17. Einwirkung elektrischer Felder.

Mit der Beziehung zwischen Gewitter und durchdringender Strahlung beschäftigt sich eine Arbeit von Schonland (212). Von Wilson (22) ist ausgeführt worden, daß Elektronen in starken ausgedehnten Feldern enorme Beschleunigungen erfahren können. Ein Elektron von 20000 Volt Geschwindigkeit verliert in Luft von Normaldruck pro cm Bahn ebensoviel Energie, wie es beim Durchlaufen von 10000 Volt gewinnen könnte. In einem Feld von 20000 Volt/cm würde ein Elektron enorme Beschleunigungen erfahren, und es könnten bei Zusammenstößen in Kernnähe sehr durchdringende $\beta\gamma$-Strahlen entstehen (Gewittertheorie der durchdringenden Strahlung). Schonland untersucht, ob bei vorüberziehenden Gewittern der Nachweis solcher Elektronen („runaway electrons" von Eddington genannt) möglich ist. Die mit empfindlicher Apparatur [vgl. S. 635] bei starken Gewittern in Johannesburg (Südafrika) gemachten

Beobachtungen sprechen nicht für solche Elektronen. Als einziger deutlicher Gewittereffekt auf die durchdringende Strahlung wird beobachtet, daß bei stärksten Nahgewittern die Strahlung abnimmt. Diese Abnahme war am größten bei Gewittern mit positiver Wolkenladung, woraus sich schließen läßt, daß die primäre durchdringende Strahlung nicht vom $\beta$-Strahlentyp ist, sondern entweder aus positiv geladenen Teilchen oder aus Ultra-$\gamma$-Quanten besteht. Von einer Strahlungserhöhung bei Gewitter berichtet Steinmaurer (219, 220).

### 18. Messungen bei Sonnenfinsternissen.

Alle Messungen über Änderung der durchdringenden Strahlung während einer Sonnenfinsternis geben keine deutlichen Effekte. Es liegen Messungen vor von Swann (19) 1925, Devik (82) 1927, Swann (99, 100) 1927 und auch Kolhörster (116) 1927, überall negative Resultate.

Soweit der vorgegebene Rahmen es zuließ, ist im Vorstehenden ein Bericht über den Stand der experimentellen Forschung zu geben versucht worden. Den folgenden theoretischen Teil habe ich noch knapper gefaßt, so interessant es ist, den mannigfaltigen Spekulationen nachzugehen, aber solange einige prinzipielle Fragen noch nicht experimentell geklärt sind, bleiben viele Spekulationen vage. Es ist auf die möglichst vollständige Literaturübersicht zu verweisen.

## III. Theoretische Diskussion.

Die experimentelle Forschung hat das enorme Durchdringungsvermögen der Strahlung und die Existenz weitreichender Korpuskeln aufgedeckt und damit Eigenschaften nachgewiesen, die so weit ab von der normalen Radioaktivität liegen, daß neuere Arbeiten die früher mehrfach diskutierte Verlegung des Ursprungs der Strahlung in unbekannte radioaktive Stoffe, die den höchsten Teilen der Atmosphäre beigemengt sind, nicht mehr in Erwägung ziehen. Die Strahlung wird als aus dem Kosmos kommend angesehen, und eigenartige Prozesse, die wir sonst nicht beobachten, werden zugrunde gelegt. Zwei Möglichkeiten sind dann zu unterscheiden. Es kann erstens als Ausgangsort der interstellare Raum genommen werden, hierbei kann man entweder dem Vakuum besondere Eigenschaften geben oder in der hier in höchster Verdünnung befindlichen Materie sich besondere Vorgänge abspielen lassen. Zweitens können die extremen Zustände in spezielle Sternklassen oder Nebel verlegt werden, eventuell unter Annahme außerordentlich hoher Temperaturen. Materiebildung, Materiezerstrahlung sind die Prozesse, bei denen rechnungsmäßig enorme Energiequanten auftreten, die mit den Strahlungskonstanten vergleichbar sind.

Die Entscheidung zwischen Weltenraum oder Stern sollte durch Messung der Richtungsverteilung gefunden werden können. Wie der experimentelle Teil zeigt, ist der Nachweis einer sternzeitlichen Periode, die über alle Zweifel sicher ist, bisher nicht geglückt. Aber selbst wenn keine ausgezeichneten Richtungen vorhanden sind, kann man doch an der Herkunft von Sternen festhalten, unter der Annahme, daß die emittierenden Sterne hinreichend gleichmäßig verteilt sind und daß durch die Zerstreuung der Strahlung in der Atmosphäre ähnlich wie Sonnenlicht bei trübem Wetter alle Richtungsunterschiede bis zur Unmerklichkeit verwischt werden. Sterne, die Ähnlichkeit mit unserer Sonne haben, kommen freilich nicht in Frage, denn ein direkter Sonneneinfluß ist, wenn überhaupt vorhanden, sicher sehr gering. Zieht man den Unterschied der Abstände zwischen Sonne und den anderen Fixsternen in Betracht, so ist evident, daß die fraglichen Sterne völlig anderen Strahlungscharakter haben müssen.

Von der genauen Bestimmung von Strahlungskonstanten, aus denen auf Ursprungsprozesse geschlossen werden könnte, sind wir noch weit entfernt. Die mit vielem experimentellen Material festgelegte Luft-, Wasser-Absorptionskurve zeigt deutlich ein aus härterer und weicherer Strahlung zusammengesetztes Spektrum. Man kann wohl die härteste Komponente, die Grenze des Spektrums, als ziemlich gesichert ansehen, aber weitere Komponentenzerlegungen machen Schwierigkeiten. Der Schluß von den Absorptionskoeffizienten der Komponenten auf Wellenlängen der Strahlung macht dann Gebrauch von einer Extrapolation der schon auf dem Gebiet der harten $\gamma$-Strahlen wegen der Kerneffekte nicht vollgültigen Formel von Klein-Nishina. Daher wird das so berechnete Strahlungsquant nur mit Vorbehalt benutzbar sein zu weiteren Schlüssen. Vorausgesetzt ist hierbei, daß es sich überhaupt um eine Ultra-$\gamma$-Strahlung handelt. Mit der Möglichkeit einer primären Korpuskularstrahlung, Protonen, Elektronen, Neutronen wird das ganze Bild von Grund auf geändert.

Bei dieser Sachlage sind jetzt für den Fortschritt der Ultrastrahlenforschung von theoretischen Arbeiten nicht so sehr die Spekulationen über den Ursprung wichtig, wenn auch von diesen manche Anregung ausgeht, als Berechnungen über das Verhalten sehr harter $\gamma$-Strahlen und sehr schneller Korpuskularstrahlen.

Die Jahresübersicht über die theoretischen Diskussionen geben folgende Etappen.

**1925.** Jeans (12) berechnet, daß mit dem Zusammenstoß von Elektronen und Protonen unter Vernichtung der Materie die Emission einer höchst durchdringenden $\gamma$-Strahlung verbunden sein kann, deren Strahlungsquant einer Wellenlänge von $1{,}3 \cdot 10^{-12}$ cm entspricht. Aus gewöhnlichen Sternen könnte wegen Absorption diese Strahlung nicht aus großen Tiefen kommen, wohl aber aus Spiralnebeln. Mit der Ultra-$\gamma$-Strahlung müßte eine Ultra-$\beta$-Strahlung verknüpft sein, beide zusammen bedingen die Höhenstrahlung.

**1926.** v. Antropoff (23) überlegt, daß beim Rutherford-Bohrschen Atom Kern und Elektronenhülle durch Zentrifugalkräfte an der Vereinigung gehindert werden. Bei einem ganz zentralen Stoß, der sehr selten ist, kann eine wirkliche Vereinigung von Proton und Elektron möglich sein zum Neutron. Bei dieser Vereinigung bildet sich die Heßsche Ultrastrahlung. Die Existenz solcher neutralen Aggregate von Elektronen und Wasserstoffkernen oder Protonen wurde schon von Rutherford[1]) und Nernst[2]) angenommen, wie Antropoff zitiert. Auch nach Condon (33) ist die Quelle für die kurzen Wellen der kosmischen Strahlung in Strahlungsprozessen zwischen Proton und Elektron zu suchen, die das Neutron bilden. Eddington (35) gibt eine Theorie der fein verteilten Materie im interstellaren Raum, berechnet die Energiedichte der Strahlung zu $7 \cdot 10^{-13}$ erg/cm$^3$ und kommt zur Forderung der Bildung sehr schneller Elektronen. Ferner seien kürzere Arbeiten von Fricke (36), Gray (37), Minesaburo Akiyama (17) und Ramon y Ferrando (64) [Die Strahlung soll von hochtemperierten Sternen in der Milchstraße herkommen, schwarze Strahlung $T = 5000 \cdot 10^7$ Grad] und Snyder (66) erwähnt.

**1927.** Anderson (68) diskutiert die obenerwähnte Hypothese von Jeans (inzwischen war experimentell noch härtere Ultrastrahlung nachgewiesen, als 1925 bekannt war, die nach den üblichen Absorptionsgesetzen mit der Jeansschen minimalen Wellenlänge in besserer Übereinstimmung ist) und überlegt die Stoßbedingungen, wenn nur das Proton sich in Strahlung verwandelt.

**1928.** Kleemann (115) nimmt bei sehr tiefen Temperaturen und stark verdünnten Gasen wesentliche Veränderung der Elektronenhülle an, Elektronen durchlaufen sehr hohe Potentialdifferenzen; die Höhenstrahlung bildet sich im Weltenraum. Millikan und Cameron (120,122) berechnen aus ihrer Absorptionskurve, daß sich die Strahlung aus drei Komponenten zusammensetzt, deren Absorptionskoeffizienten nach einer von Dirac angegebenen Formel zu bestimmten Wellenlängen führen. Die entsprechenden Strahlungsquanten sollen sich bilden bei gleichzeitiger Vereinigung mehrerer $H$-Kerne zu einem Kern von Sauerstoff, von Stickstoff und von Silizium, wie aus den beim Zusammentritt resultierenden Massendefekten berechnet wird. Die Ultrastrahlung wird also mit einem Atomaufbauprozeß in Beziehung gebracht, der überall im interstellaren Raum sich vollzieht.

Perschke (125) nimmt als Ursprung den Bildungsprozeß von Helium aus Wasserstoff. Pokrowski (126) bringt theoretische Erwägungen über eine obere Grenze für die Energiedichte in Beziehung zur härtesten Komponente der Ultrastrahlung. Stoner (130): Nur der Vorgang der Vernichtung der Materie durch Zerstrahlung führt zu genügend hohen Quanten, die Auslegung der Millikanschen Absorptionsmessungen hängt ab von der Wahl der Formeln, die Wellenlänge und Absorption verknüpfen.

**1929.** Das (142) sucht im Anschluß an die Zählrohrversuche von Bothe und Kolhörster nachzuweisen, daß nur Protonen, eventuell auch Heliumatome sich so wie die Höhenstrahlen verhalten können. J. A. Gray (144) diskutiert die Millikansche Komponentenzerlegung, sie ist keineswegs die einzig mögliche. Die Kurve kann ebensogut aus zwei Komponenten zusammengesetzt werden, ähnlich wie es Steinke (129) für seine Beobachtungen ausgeführt hat. Theoretische Betrachtungen zur Absorption der durchdringenden Strahlung gibt ferner L. H. Gray (145). Die Analyse von Absorptionskurven bei allseitiger Inzidenz betrachtet Hellmann (146). Kulenkampff (152) gibt Bemerkungen zum Absorptionsgesetz der durchdringenden Höhenstrahlung. Er untersucht die Änderung der Wellenlänge bei Comptonschen Streuprozessen und gibt ein der radioaktiven Zerfallstheorie analoges einfaches Rechenverfahren an, welches es ermöglicht, die durch die Wirkung der sekundären Prozesse hervorgerufenen Vorgänge beim Durchgang der Strahlung durch Materie zu überblicken. St. Meyer (160) macht Überlegungen zum Bildungsprozeß von Neutronen.

**1930.** Dirac (181) diskutiert die Vernichtung von Elektron und Proton. Epstein (183) berechnet das Verhalten von schnellen Elektronen im Magnetfeld der Erde [ähnliche Ergebnisse früher bei C. Störmer (279)]. Für Elektronen von $10^9$ $e$-Volt Energie ergeben sich zwei begrenzte Zonen um die magnetischen Pole um etwa 32° Maximalwinkelabstand (für $10^8$ $e$-Volt

1) E. Rutherford, Baker-Vorlesung: Über die Kernstruktur der Atome, 1921.

2) W. Nernst, Theoret. Chemie, Aufl. 11–15, S. 464, 1926.

$17^0$, für $2 \cdot 10^9$ $e$-Volt $40^0$). Außerhalb dieser Zonen können die Elektronen nicht mehr die Erde erreichen. Da die Höhenstrahlung praktisch überall außerhalb dieser Zonen gemessen wird, so bleiben drei Möglichkeiten: 1. die Höhenstrahlung besteht aus $\gamma$-Strahlen oder 2. aus Korpuskularstrahlen mit bedeutend höherer Energie (wenigstens $6 \cdot 10^{10}$ $e$-Volt), oder 3. die Höhenstrahlung ist irdischen Ursprungs.

1931. Das (232) bringt die Entstehung der Ultrastrahlung mit enormen Temperaturen ($T = 5 \cdot 10^{12}$) in Beziehung, die in besonderen Sternen herrschen soll. Hall und Oppenheimer (236) entwickeln eine Theorie der Absorption von Röntgenstrahlen auf der Basis der relativistischen Quantenelektrodynamik und betrachten auch die photoelektrische Absorption der Ultra-$\gamma$-Strahlung. Jeans (244) stellt fest, daß die Bindungsenergie der Kernelektronen gering ist im Verhältnis zum Strahlungsquant der Ultrastrahlung und schließt daraus, daß die Kernelektronen an der Absorption in gleicher Weise beteiligt sein müssen, wie die Elektronen der Hülle. Die Berechnung des Wasserabsorptionskoeffizienten nach der Klein-Nishina-Formel gibt für die drei betrachteten Prozesse: 1. gegenseitige Vernichtung eines Protons und Elektrons, 2. Vernichtung zweier Protonen und zweier Elektronen, entsprechend Abnahme der Atomnummer um 1, 3. vollständige Vernichtung eines Heliumatoms, folgende Tabelle:

| | $\frac{h\nu}{mc^2}$ | $\mu_{ber.}$ nur Elektronen der Hülle | $\mu_{ber.}$ alle Elektronen | $\mu_{beob.}$ Regener |
|---|---|---|---|---|
| $+ - \to 0$ | 1845 | 0,039 | 0,071 | 0,073 |
| $++ - - \to 0$ | 3690 | 0,021 | 0,038 | 0,020 |
| $++ - - \Big\vert \to 0$ | 7380 | 0,011 | 0,020 | |

Er zieht aus seinen Berechnungen den Schluß, daß nicht die Entstehung der Materie (Millikan), sondern die Vernichtung der Materie die wahre Ursache der Ultrastrahlung ist. Regener (270) betrachtet die Möglichkeit, daß die Ultrastrahlung in einem nach Einstein gekrümmten und geschlossenen Weltraum einen vollen Umlauf machen kann. Dann würde uns die Ultrastrahlung Kunde geben von Prozessen, die um die Zeit eines Umlaufes früher, also zu einer noch unbekannten älteren Weltepoche abliefen; es ist denkbar, daß die physikalischen Zustandsvariablen damals Größenordnungen hatten, die eine Wechselwirkung von Materie und Strahlung in einem ganz anderen Ausmaß ermöglichten, als sie uns zur Zeit bekannt ist. v. Laue (253) betrachtet die Frequenzänderung der Strahlung, wenn der Weltraum ein Kugelraum mit wachsendem Radius ist. Millikan und Cameron (255) berechnen aus ihren Wasserabsorptionsmessungen, daß die $\mu$-Werte am besten mit vier Strahlungen zu deuten sind, die bei Bildung von Helium, Sauerstoff, Silizium und Eisen entstehen.

1932. Die wichtigsten Experimente über Höhenstrahlung vom Standpunkt der bisherigen Theorien ausführlich zu diskutieren, unternimmt Heisenberg (288). Da es sich um ein neues Erfahrungsgebiet handelt, entsteht die Frage, inwieweit man den bisherigen Theorien Vertrauen schenken darf und wo sie versagen. Die Wilsonkammeraufnahmen von Skobelzyn, die Übergangseffekte, die Koinzidenzbeobachtungen, die Absorptionskurven und die magnetische Beeinflussung der Strahlung werden besprochen. Die numerische Diskussion der entwickelten Formeln, die sowohl für Quanten- wie Elektronenstrahlung aufgestellt werden, zeigt, daß die Wilsonaufnahmen und die Koinzidenzen durch schnelle Elektronen sich gut deuten lassen und daß auch die Erzeugung der Übergangseffekte allein durch Elektronen theoretisch verständlich ist. Schwierigkeiten entstehen für primäre Elektronenstrahlung durch die bisher nicht konstatierte Abhängigkeit der Intensität von der geographischen Breite. Als Ausweg bleibt, daß der angenommene Zusammenhang zwischen Elektronengeschwindigkeit und Bremsung nicht bis zu diesen extremen Elektronen extrapoliert werden darf. Oder aber es liegt primär eine Quantenstrahlung vor, dann müßte das Absorptionsgesetz nach der Klein-Nishina-Formel für diese $\gamma$-Strahlung um einen Faktor 25 geändert werden. Für weitere Einzelheiten muß auf die grundlegende Originalarbeit verwiesen werden.

Nach den Ergebnissen ihrer Wilsonaufnahmen kommen Millikan und Anderson (299) zu einer Ablehnung der Neutronenhypothese der Ultrastrahlung und meinen, daß allein die Annahme einer $\gamma$-Strahlung, die vorzugsweise die Kerne affiziert, den Tatsachen gerecht wird. Die Photonen dieser $\gamma$-Strahlung entsprechen dabei Quanten, die bei der Bildung von Kernen höherer Elemente, Sauerstoff, Silizium und Eisen, aus den Elementarbestandteilen entstehen.

Mit einer Deutung der Übergangseffekte durch Sekundärstrahlenbildung beschäftigt sich eine Notiz von Johnson (289).

## IV. Allgemeines.

### 1. Beziehung der Ultrastrahlung zu anderen Problemen.

Aufrechterhaltung des Erdfeldes. Das Erdfeldproblem ist in einem zusammenfassenden Bericht eingehend von Benndorf (9) behandelt

worden, auf den für alles Nähere zu verweisen ist. Zur Erklärung der Aufrechterhaltung der Erdladung muß ein Zustrom von 1200 Elektronen pro $cm^2$ und sec angenommen werden. Diese Elektronen dürfen aber keine normale Ionisation (40 Ionen/cm) erzeugen, um nicht in Widerspruch mit der gemessenen Ionisation zu kommen, daher nimmt Swann an, daß bei sehr schnellen Elektronen die Ionisation pro cm sehr stark reduziert ist und stützt diese Annahme durch theoretische Betrachtungen. Ein experimenteller Nachweis dieser Elektronen ist bisher nicht möglich gewesen. Die vielfach diskutierte Beziehung zur Ultrastrahlung stößt auf die Schwierigkeit, daß die Zahl der Einzeleffekte bei der Ultrastrahlung, auf den Quadratzentimeter bezogen, viel kleiner ist.

Leitfähigkeit der höheren Luftschichten. Benndorf (27) berechnet, daß in 100 km Höhe die Leitfähigkeit der Luft das $10^{10}$fache des Wertes an der Erdoberfläche annimmt, allein unter Wirkung der Hessschen Ultrastrahlung. Die Luft leitet in dieser Höhe bereits so gut wie trockener Erdboden. Hierdurch ist eine Erklärung für das Vorhandensein einer starken Ionisierung der Luft auch während der Nachtstunden gegeben, die aus den Versuchen über die Ausbreitung elektrischer Wellen gefolgert werden muß. Kolhörster (91) hat Beobachtungen gemacht, ob Beziehungen zwischen der Empfangsstärke bei drahtloser Telegraphie und Sternzeit existieren. Mit der Ionenbildung in der Stratosphäre und ihrer Beziehung zur Ultrastrahlung haben sich ferner Hellmann (147) und Hulbert (242) beschäftigt.

Beeinflussung des radioaktiven Zerfalls. Maxwell (118, 157) hat Messungen durchgeführt über die Frage, ob der Zerfall von Polonium bei Einwirkung der Ultrastrahlung beeinflußt wird. Daß sich kein Effekt zeigte, ist nach Swann (131) zu erwarten wegen der Geringfügigkeit der Absorption der Ultrastrahlung in der radioaktiven Substanz. Zu gleichen negativen Ergebnissen gelangten Dobronravov, Lukirsky und Pavlov bei Versuchen mit Radiumemanation (143).

Biologische Effekte der Ultrastrahlung werden von Joly und Dixon (151) und Orton (262) in Erwägung gezogen.

## 2. Referate und Vorträge.

Das im vorstehenden entworfene Bild wird ergänzt durch zahlreiche Referate und Vorträge, die in den Berichtsjahren erschienen sind. Hess (38) berichtet über Arbeiten bis 1926 im Rahmen einer Darstellung der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, Kolhörster (52) gibt in den Naturwissenschaften eine Darstellung über die Zeit 1918 bis 1925. Aus den Jahren 1926 und 1927 liegen Berichte vor von Rasetti (65), Wright (67), ferner von Meyer und Schweidler in der 2. Auflage der Radioaktivität. Millikan (96) schildert die Entwicklung der Forschung von amerikanischer Seite, demgegenüber betonen Bergwitz, Hess, Kolhörster und Schweidler (102) die Priorität der deutschen Forschung. 1928 erscheint im Handbuch der Experimentalphysik von Wien-Harms ein Artikel über durchdringende Strahlung, von Büttner verfaßt (103). Millikan und Cameron fassen ihre Untersuchungen zusammen (123, 158). Den Stand der Arbeiten 1929 schildert ein Vortrag von Meitner (161), ferner Rizzo (165), Schweidler (168) in seiner Luftelektrizität, Wölcken (172). 1930: Corlin (177), zusammenfassender Vortrag (schwedisch), ebenso Lindholm [schwedisch (196)]. Millikan äußert sich zur Entdeckungsgeschichte der Strahlung (197, 198, 199), Vortrag von Regener (205). Ferner Rostagni (211), Schulze (214). 1931: Vortrag Hess (237), Vortrag Kolhörster (248), Vortrag Millikan (257). Ferner eine vielseitige Diskussion on ultra penetrating rays (233). 1932: Zusammenfassende Darstellung von Darrow (287).

## 3. Ausblick.

Jeder Monat des laufenden Jahres bringt neue Tatsachen und neue Fragen. Auf die Beziehung der Ultrastrahlung zur Atomzertrümmerung ist ein neues Licht geworfen worden und das durch die Entwicklung der Kernphysik aktuell gewordene Neutronenproblem bewirkt auch neue Diskussion über das Wesen der Ultrastrahlung. Endgültiges dürfte freilich erst bei weiterer Entwicklung der Theorie des Atomkerns resultieren, weil zuviel unbekannte Größen in die Überlegungen eingehen.

Die beiden bei der Erforschung der Ultrastrahlung zuerst beteiligten Forscher Hess und Kolhörster haben sich eigene Speziallaboratorien eingerichtet, auf dem Hafelekar bei Innsbruck in 2300 m Höhe und in Potsdam. Außerdem ist eine wissenschaftliche Zusammenarbeit einer Reihe von Gelehrten mit gleichartigen Hochdruckapparaten erreicht, deren Resultate für die Frage der räumlichen und zeitlichen Variation der Strahlung von besonderer Bedeutung sein werden. Teils laufen die Apparaturen schon, teils werden sie in nächster Zeit aufgestellt werden in Abisko (Corlin), Königsberg (Steinke), Potsdam (Kolhörster), Innsbruck (Hess), Amsterdam (Clay), Valencia (Nolan), Bandoeng (Clay), Kapstadt (Schonland) (286).

Auch das Polarjahr wird zur Untersuchung der Ultrastrahlung in nördlichen Breiten neue Gelegenheit geben. Ein zweiter Stratosphärenflug läßt eine Erweiterung der Intensitätskurven erhoffen.

Die Ultrastrahlenforschung beschäftigt Forscher aller Erdteile und sie zeichnet sich vor der üblichen physikalischen Beobachtung dadurch aus, daß größte Feinheit der Apparaturen oft mit merkwürdig extremer Aufstellung in Höhen und Tiefen und abgelegensten Gegenden verbunden ist.

## Literaturverzeichnis.


### 1924.

1) N. Ahmad, Proc. Roy. Soc. **105**, 107, 1924.
2) N. Ahmad u. E. C. Stoner, Proc. Roy. Soc. **106**, 8, 1924.
3) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **25**, 177, 1924.
4) G. Kirsch, D. Phys. Ges. **5**, 22, 1924.
5) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Instr.-Kunde **44**, 333, 1924.
6) W. Kolhörster, Probleme der kosmischen Physik. Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre, Hamburg 1924.
7) W. F. G. Swann, Phil. Mag. **47**, 306, 1924.
8) A. Wigand, Physik. Zeitschr. **25**, 445—463, 1924.

### 1925.

9) H. Benndorf, Physik. Zeitschr. **26**, 81, 1925.
10) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **26**, 40, 1925.
11) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **26**, 669, 1925.
12) J. H. Jeans, Nature **116**, 861, 1925.
13) W. Kolhörster, Berl. Ber. 120, 1925.
14) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **26**, 654, 1925.
15) R. A. Millikan, Nature **116**, 823, 1925.
16) R. A. Millikan, Science **62**, 445, 1925.
17) Minesaburo Akiyama, Jap. Journ. Astron. **3**, 1—6, 1925.
18) L. Myssowsky u. L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **35**, 299, 1925.
19) W. F. G. Swann, Journ. Frankl. Inst. **200**, 489, 1925.
20) G. Wentzel, Physik. Zeitschr. **26**, 436, 1925.
21) A. Wigand, Fortschr. d. Chem., Phys. u. phys. Chemie **18**, 5, 1925.
22) C. T. R. Wilson, Proc. Cambr. Phil. Soc. **22**, 534, 1925.

### 1926.

23) A. v. Antropoff, Naturw. **14**, 493, 1926.
24) F. Běhounek, Physik. Zeitschr. **27**, 8, 1926.
25) F. Běhounek, Physik. Zeitschr. **27**, 536, 1926.
26) F. Běhounek, Physik. Zeitschr. **27**, 712, 1926.
27) H. Beundorf, Physik. Zeitschr. **27**, 686, 1926.
28) K. Büttner, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 153, 1926.
29) K. Büttner, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 187, 1926.
30) K. Büttner, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 254, 1926.
31) K. Büttner, Mitt. d. Aeron. Obs. Lindenberg 52, 1926.
32) K. Büttner, Gött. Nachr. S. 285, 1926.
33) E. Condon, Proc. Nat. Acad. Amer. **12**, 323, 1926.
34) Discussion on the Electrical State of the Upper Atmosphere, Proc. Roy. Soc. **111**, 1, 1926.
35) A. S. Eddington, Proc. Roy. Soc. (A) **111**, 424—456, 1926.
36) H. Fricke, Physik. Zeitschr. **27**, 326, 1926.
37) J. A. Gray, Nature **118**, 801, 1926.
38) V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen, Braunschweig 1926.
39) V. F. Hess, Physik. Zeitschr. **27**, 405, 406, 1926.
40) V. F. Hess, Physik. Zeitschr. **27**, 159—164, 1926.
41) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **27**, 291, 1926.
42) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **80**, 779, 1926.
43) G. Hoffmann, Naturw. **14**, 622, 1926.
44) G. Hoffmann, Naturw. **14**, 1004, 1926.
45) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **27**, 62, 1926.
46) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **27**, 555, 1926.
47) W. Kolhörster u. G. v. Salis, Naturw. **14**, 936, 1926.
48) W. Kolhörster u. G. v. Salis, Nature **118**, 518, 1926.
49) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **38**, 404, 1926.
50) W. Kolhörster u. G. v. Salis, Arch. sc. phys. et nat. Genf. **8**, 278, 1926.
51) W. Kolhörster, Ann. d. Phys. **80**, 621, 1926.
52) W. Kolhörster, Naturw. **14**, 290 u. 313, 1926.
53) W. Kolhörster, Naturw. **14**, 936, 1926.
54) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **36**, 147, 1926.
55) L. Myssowsky u. L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **36**, 615, 1926.
56) L. Myssowsky u. L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **39**, 146, 1926.
57) A. W. C. Menzies f. C. A. Sloat, Science **63**, 44, 1926.
58) R. A. Millikan, Ann. d. Phys. **79**, 572, 1926.
59) R. A. Millikan, Proc. Nat. Acad. Amer. **12**, 48, 1926.
60) R. A. Millikan u. J. S. Bowen, Phys. Rev. **27**, 353, 1926.
61) R. A. Millikan u. R. M. Otis, Phys. Rev. **27**, 645, 1926.
62) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **28**, 851, 1926.
63) R. A. Millikan, Bull. Nat. Res. Counc. **11**, 77, 1926.
64) F. Ramón y Ferrando, Ann. soc. espanole Fis. Quim. **24**, 234, 1926.
65) F. Rasetti, Nuovo Cim. **3**, 135, 1926.
66) Mouroe B. Snyder, Proc. Amer. Phil. Soc. **65**, 161, 170, 379, 1926.
67) C. S. Wright, Nature **177**, 55, 1926.

### 1927.

68) W. Anderson, Zeitschr. f. Phys. **41**, 51, 1927.
69) F. Běhounek, Journ. d. phys. et le Radium **8**, 161—181, 1927.
70) L. N. Bogojavlensky u. Al. Lomakin, Nature **119**, 525, 1927.
71) L. N. Bogojavlensky u. Al. Lomakin, Zeitschr. f. Geophys. **3**, 87, 1927.
72) L. N. Bogojavlensky u. A. A. Lomakin, Nachr. Inst. f. angew. Geophysik **3**, 87—112, 1927.
73) K. Büttner, Zeitschr. f. Geophys. **3**, 236, 1927.
74) K. Büttner, Mitt. d. Aeron. Obs. Lindenberg, S. 112, 1927.
75) K. Büttner, Naturw. **15**, 158—160, 1927.
76) K. Büttner, Zeitschr. f. Geophys. **3**, 161, 1927.
77) K. Büttner, Zeitschr. f. Phys. **45**, 588, 1927.
78) K. Büttner u. W. Feld, Naturw. **15**, 378, 1927.

79) J. Clay, Kon. Ak. Wetensch. Amst. **30**, 1115, 1927.
80) A. Corlin, Astr. Nachr. **231**, 137, 1927.
81) A. Corlin, Naturw. **15**, 356, 1927.
82) O. Devik, Physik. Zeitschr. **28**, 709, 1927.
83) V. F. Hess, Physik. Zeitschr. **28**, 882, 1927.
84) V. F. Hess, Wien. Ber. IIa, **136**, 603, 1927.
85) G. Hoffmann, Schriften d. Königsberger Gel. Ges., Nat. Klasse, **4**, 1, 1927.
86) G. Hoffmann u. E. Steinke, Naturw. **15**, 995, 1927.
87) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **42**, 565, 1927.
88) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **82**, 413, 1927.
89) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **44**, 754, 1927.
90) W. Kolhörster u. G. v. Salis, Berl. Ber., 92, 1927.
91) W. Kolhörster, Naturw. **15**, 126, 1927.
92) Malmgrön u. Bêhounek, Journ. d. phys. **8**, 161, 1927.
93) Malmgrön u. Bêhounek, C. R. **184**, 1185, 1927.
94) H. Meyer u. E. Schweidler, Radioaktivität, 2. Aufl., Leipzig 1927.
95) R. A. Millikan, Congr. Intern. dei Fisici Corno-Pavia-Roma Sept., II, S. 251–269, 1927.
96) R. A. Millikan, Smithsonian Rep. for 1926, S. 193–201, 1927.
97) L. Myssowsky u. L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **44**, 369–372, 1927.
98) E. Steinke, Zeitschr. f. Phys. **42**, 570, 1927.
99) W. F. G. Swann, Journ. Franklin Inst. **203**, 11, 1927.
100) W. F. G. Swann, Journ. Franklin Inst. **203**, 11, 1927.
101) L. Tuwim, C. R. Acad. Leningrad, S. 371, 1927.

1928.

102) K. Bergwitz, V. F. Hess, W. Kolhörster u. E. Schweidler, Physik. Zeitschr. **29**, 705–707, 1928.
103) K. Büttner, Handb. d. Exp. Phys. **25**, I. Teil, 1928.
104) J. Clay, Proc. Amsterd. **30**, 1115, 1928.
105) J. Clay, Proc. Amsterd. **31**, 1091, 1928.
106) J. Clay, Proc. Amsterd. **36**, 1265, 1928.
107) A. Corlin, Zeitschr. f. Phys. **50**, 808, 1928.
108) A. Corlin, Nature **121**, 322, 1928.
109) A. Corlin, Naturw. **16**, 512, 1928.
110) A. Corlin, Arkiv för Math., Astron. och Fysik, **21 B**, 1, 1928.
111) V. F. Hess u. O. Mathias, Wien. Anz. S. 86, 1928.
112) V. F. Hess u. O. Mathias, Wien. Ber. **137**, 327, 1928.
113) V. F. Hess u. O. Mathias, Helv. Phys. Acta **1**, 287, 1928.
114) G. Hoffmann u. F. Lindholm, Gerl. Beitr. **20**, 12–54, 1928.
115) R. D. Kleemann, Science **67**, 512, 1928.
116) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **48**, 95, 1928.
117) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **47**, 449, 1928.
118) L. R. Maxwell, Nature **122**, 997, 1928.
119) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **31**, 921, 1928.
120) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **32**, 533, 1928.
121) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **31**, 163, 1928.
122) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Proc. Nat. Acad. Amer. **14**, 637–641, 1928.
123) R. A. Millikan, Nature **121**, 19, 1928.
124) L. Myssowsky u. L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **50**, 273–292, 1928.
125) W. Perschke, Zeitschr. f. Phys. 49, 740–741, 1928.
126) G. J. Pokrowski, Zeitschr. f. Phys. **51**, 730, 1928.
127) G. v. Salis, Zeitschr. f. Phys. **50**, 793, 1928.
128) F. Schindelhäuer, Physik. Zeitschr. **29**, 479–487, 1928.
129) E. Steinke, Zeitschr. f. Phys. **48**, 647–689, 1928.
130) E. C. Stoner, Nature **122**, 1017, 1928.
131) W. F. G. Swann, Nature **122**, 998, 1928.
132) W. F. G. Swann, Journ. Frankl. Inst. **206**, 771, 1928.

1929.

133) P. Auger u. D. Skobelzyn, C. R. **189**, 55–57, 1929.
134) W. Bothe u. W. Kolhörster, Nature **123**, 638, 1929.
135) W. Bothe u. W. Kolhörster, Naturw. **17**, 271, 1929.
136) W. Bothe u. W. Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **56**, 751, 1929.
137) W. Bothe u. W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **30**, 516, 1929.
138) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **59**, 1, 1929.
139) F. Bêhounek, Terrestrial Magnetism and Atmosph. Electricity **34**, 173, 1929.
140) A. Corlin, Ark. f. Math., Astron. och Fysik **21**, 5, 1929.
141) L. F. Curtiss, Phys. Rev. **34**, 1391, 1929.
142) A. K. Das, Naturw. **17**, 543, 1929.
143) N. Dobronravov, P. Lukirsky u. P. Pavlov, Nature **123**, 760, 1929.
144) J. A. Gray, Nature **123**, 447, 1929.
145) L. H. Gray, Proc. Roy. Soc. A, **122**, 647, 1929.
146) H. Hellmann, Physik. Zeitschr. **30**, 357, 1929.
147) H. Hellmann, Ann. d. Phys. **2**, 707, 1929.
148) V. F. Hess u. O. Mathias, Physik. Zeitschr. **30**, 766, 1929.
149) V. F. Hess u. O. Mathias, Arch. sc. phys. et nat. **11**, 272, 1929.
150) F. T. Holmes, Nature **123**, 943, 1929.
151) J. Joly u. H. H. Dixon, Nature **123**, 981, 1929.
152) H. Kulenkampff, Physik. Zeitschr. **30**, 561, 1929.
153) F. Lindholm, Gerl. Beitr. **22**, 141, 1929.
154) F. Lindholm, Arch. sc. phys. et nat. Genève **11**, 271, 1929.
155) Lönnqvist, Zeitschr. f. Phys. **55**, 789, 1929.
156) O. Mathias u. V. F. Hess, Physik. Zeitschr. **30**, 508–512, 1929.
157) L. R. Maxwell, Journ. Frankl. Inst. **207**, 619, 1929.
158) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, From the Smithonian Report for 1928, S. 213, 1929.
159) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **33**, 266, 1929.
160) St. Meyer, Wien. Ber. 1929.
161) L. Meitner, Zeitschr. f. angew. Chem. **42**, 345, 1929.
162) L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. 35, 1125, 1929.
163) G. J. Pokrowski, Zeitschr. f. Phys. 55, 771, 1929.

164) E. Regener, Naturw. **17**, 183, 1929.
165) G. B. Rizzo, Cim. **6**, 160, 1929.
166) B. Rossi, Phys. Rev. **36**, 606, 1929.
167) R. F. J. Schonland, Proc. Cambr. Phil. Soc. **25**, 340, 1929.
168) E. Schweidler, Naturw. Monogr. u. Lehrb., **8**, Luftelektrizität, 291, 1929.
169) D. Skobelzyn, Zeitschr. f. Phys. **54**, 686, 1929.
170) E. Steinke, Physik. Zeitschr. **30**, 767, 1929.
171) E. Steinke, Zeitschr. f. Phys. **58**, 183, 1929.
172) K. Wölcken, Zeitschr. f. Geophys. **5**, 151 bis 159, 1929.

**1930.**

173) W. Bothe u. W. Kolhörster, Berl. Ber. S. 450, 1930.
174) J. Clay, Proc. Amsterd. **33**, 711, 1930.
175) A. Corlin, Nature **126**, 57, 1930.
176) A. Corlin, Naturw. **18**, 600–601, 1930.
177) A. Corlin, Nordisk Astron. Tidsskrift **11**, Nr. 4, 1930.
178) A. Corlin, Physik. Zeitschr. **31**, 1065, 1930.
179) A. Corlin, Arch. f. Math. Astron. och Fysik **22**, 6, 1930.
180) L. F. Curtiss, Phys. Rev. **35**, 1433, 1930.
181) P. A. M. Dirac, Cambr. Phil. Soc. **26**, 361, 1930.
182) C. Dorno, Gerl. Beitr. **26**, 395, 1930.
183) Epstein, Proc. Nat. Acad. Amer. **16**, 658, 1930.
184) V. F. Hess und A. Reitz, Physik. Zeitschr. **31**, 284, 1930.
185) V. F. Hess, Naturw. **18**, 1094, 1930.
186) G. Hoffmann u. F. Lindholm, Naturw. **18**, 816, 1930.
187) G. Hoffmann u. W. S. Pforte, Physik. Zeitschr. **31**, 347, 1930.
188) W. Kaufmann, Zeitschr. f. Phys. **59**, 573, 1930.
189) W. Kolhörster, Berl. Ber. S. 395, 1930.
190) W. Kolhörster, Naturw. **18**, 567, 1930.
191) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Geophys. **6**, 341, 1930.
192) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **31**, 280, 1930.
193) W. Kosmath, Gerl. Beitr. z. Geophys. **25**, 95–113, 1930.
194) W. Kosmath, Gerl. Beitr. z. Geophys. **27**, 42, 1930.
195) F. Lindholm, Gerl. Beitr. **26**, 416, 1930.
196) F. Lindholm, Kosmos **8**, 1930.
197) R. A. Millikan, Physik. Zeitschr. **31**, 241, 1930.
198) R. A. Millikan, Nature **126**, 14–16, 29–30, 1930.
199) R. A. Millikan, Science **71**, 640, 1930.
200) R. A. Millikan u. J. S. Bowen, Proc. Nat. Acad. Amer. **16**, 421, 1930.
201) R. A. Millikan, Phys. Rev. **36**, 1595, 1930.
202) L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **35**, 1125, 1930.
203) W. S. Pforte, Zeitschr. f. Phys. **65**, 92, 1930.
204) E. Regener, D. Phys. Ges. **11**, 27, 1930.
205) E. Regener, E. N. T. **7**, 451, 1930.
206) E. Regener, Physik. Zeitschr. **31**, 1018–1019, 1930.
207) A. Reitz, Wien. Anz. IIa, **139**, 707, 1930.
208) B. Rossi, Phys. Rev. **36**, 606, 1930.
209) B. Rossi, Nature **125**, 636, 1930.
210) B. Rossi, Naturw. **18**, 1096, 1930.
211) A. Rostagni, Cim. **7**, 37–42, 1930.
212) B. F. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. London **130**, 37–63, 1930.
213) B. F. J. Schonland, Nature **126**, 1013, 1930.
214) W. M. H. Schulze, Strahlentherapie **36**, 270–298, 1930.
215) W. M. H. Schulze, Physik. Zeitschr. **31**, 1022, 1930.
216) E. Steinke, Zeitschr. f. Phys. **64**, 48, 1930.
217) E. Steinke, Physik. Zeitschr. **31**, 1019, 1930.
218) E. Steinke, Schriften d. Königsb. gelehrten Ges. **7**, Heft 3, 1930.
219) R. Steinmaurer, Wien. Anz. S. 147, 1930.
220) R. Steinmaurer, Wien. Ber. **139**, 281, 1930.
221) W. F. G. Swann, Journ. Frankl. Inst. **209**, 151–200, 1930.
222) M. A. Tuve, Phys. Rev. **35**, 651, 1930.
223) K. Wölcken, Zeitschr. f. Geophys. **7**, 5–6, 1930.

**1931.**

224) J. Barnothy u. M. Forró, Zeitschr. f. Phys. **71**, 778–791, 1931.
225) J. W. Broxon, Phys. Rev. **37**, 468, 1931.
226) J. W. Broxon, Phys. Rev. **37**, 1320, 1931.
227) J. W. Broxon, Phys. Rev. **38**, 1704, 1931.
228) A. H. Compton, Bennet u. Stearns, Phys. Rev. **38**, 1565, 1931.
229) A. H. Compton, Bennet u. Stearns, Phys. Rev. **38**, 1565, 1931.
230) A. Corlin, Lund Obs. Circ. **3**, 34, 1931.
231) A. Corlin, Naturw. **19**, 37, 1931.
232) A. K. Das, Naturw. **19**, 305, 1931.
233) Discussion on ultra penetrating rays, Proc. Roy. Soc. **128**, 331, 1931.
234) P. S. Epstein, Proc. Nat. Acad. Amer. **17**, 160, 1931.
235) Kerr Grant, Nature S. 917, 1931.
236) H. Hall u. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **38**, 589, 1931.
237) V. F. Hess, E. T. Z. **52**, 936, 1931.
238) V. F. Hess, Nature **127**, 10, 1931.
239) V. F. Hess, Forsch. u. Fortschr. **31**, 410, 1931.
240) V. F. Hess u. W. S. Pforte, Zeitschr. f. Phys. **71**, 171, 1931.
241) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **69**, 703, 1931.
242) E. O. Hulbert, Phys. Rev. **37**, 1, 1931.
243) J. N. Hummel, Zeitschr. f. Phys. **70**, 765, 1931.
244) J. H. Jeans, Nature **127**, 594, 1931.
245) W. Heidecke, Diss. Tübingen 1931.
246) W. Kolhörster u. L. Tuwim, Ergebnisse der kosmischen Physik, Bd. I, Leipzig, S. 87, 1931.
247) W. Kolhörster u. L. Tuwim, Ergebnisse der kosmischen Physik, Bd. I, Leipzig, S. 127, 1931.
248) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Geophys. **7**, 199, 1931.
249) W. Kolhörster u. L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **73**, 130, 1931.
250) W. Kolhörster u. L. Tuwim, Naturw. **19**, 917, 1931.
251) W. Kolhörster, Naturw. **19**, 574, 1931.
252) W. Kolhörster, Forsch. u. Fortschr. **7**, 98, 1931.
253) M. v. Laue, Naturw. **19**, 530, 641, 1931.
254) W. Messerschmidt, Physik. Zeitschr. **32**, 548, 1931.
255) R. A. Millikan u. G. H. Cameron, Phys. Rev. **37**, 235, 1931.
256) R. A. Millikan, Phys. Rev. **36**, 1595, 1931.
257) R. A. Millikan, Nature **127**, 167, 1931.
258) R. A. Millikan u. J. S. Bowen, Nature **128**, 582, 1931.

259) L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **37**, 1001, 1931.
260) L. M. Mott-Smith u. G. L. Locher, Phys. Rev. **38**, 1399, 1931.
261) Olmsted, Phys. Rev. **37**, 1688–1689, 1931.
262) J. H. Orton u. S. T. Burfield, Nature **128**, 376, 1931.
263) E. Persico, Scientia **49**, 81, 1931.
264) W. S. Pforte, Zeitschr. f. Phys. **72**, 511, 1931.
265) J. Priebsch, Physik. Zeitschr. **32**, 622, 1931.
266) E. Regener, Naturw. **19**, 177–179, 1931.
267) E. Regener, E. T. Z. **52**, 97, 1931.
268) E. Regener, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 45, 1931.
269) E. Regener, Nature **127**, 233, 1931.
270) E. Regener, Naturw. **19**, 460, 1931.
271) A. W. Reitz, Zeitschr. f. Phys. **69**, 259, 1931.
272) A. Reitz, Wien. Ber. IIa, **140**, 1931.
273) B. Rossi, Zeitschr. f. Phys. **68**, 64, 1931.
274) B. Rossi, Cim. **8**, 49–70, 1931.
275) B. Rossi, Nature **128**, 408, 1931.
276) B. Rossi, Cim. **8**, 85, 1931.
277) H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **72**, 625, 1931.
278) J. Scholz, Physik. Zeitschr. **32**, 130, 1931.
279) C. Störmer, Proc. Nat. Acad. Amer. **17**, 62, 1931.
280) Suckstorff, Naturw. **19**, 87, 1931.
281) L. Tuwim, Berl. Ber. S. 91–106, 1931.
282) L. Tuwim, Berl. Ber. XIX, S. 360, 1931.
283) G. Orbán, Wien. Ber. IIa, 140, 1931.
284) K. Wölcken, Diss., Göttingen 1931.

**1932.**

285) A. H. Compton, R. D. Bennet u. J. C. Stearns, Phys. Rev. **39**, 873, 1932.
286) A. Corlin, Lund Observatory Circular Nr. 6, 124, Lund 1932.
287) K. K. Darrow, Bell Telephone System Contemporary Advances in Physics 23, 1932.
288) W. Heisenberg, Ann. d. Phys. **13**, 430, 1932.
289) Th. H. Johnson, Phys. Rev. **40**, 468, 1932.
290) W. Kolhörster, Berl. Ber. 39, 1932.
291) F. Lindholm, Arkiv för Mathem., Astron. och Fysik **23 A**, 1, 1932.
292) F. Lindholm, Gerl. Beitr. z. Geophys. **35**, 224, 1932.
293) G. L. Locher, Phys. Rev. **39**, 883, 1932.
294) G. Medicus, Zeitschr. f. Phys. **74**, 350, 1932.
295) W. Messerschmidt u. W. S. Pforte, Zeitschrift f. Phys. **73**, 677, 1932.
296) W. Messerschmidt, Zeitschr. f. Phys. **74**, 187, 1932.
297) R. A. Millikan, Phys. Rev. **39**, 391, 1932.
298) R. A. Millikan, Phys. Rev. **39**, 397, 1932.
299) R. A. Millikan u. C. D. Anderson, Phys. Rev. **40**, 325, 1932.
300) L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **39**, 403, 1932.
301) E. Regener, Zeitschr. f. Phys. **74**, 433, 1932.
302) B. Rossi, Naturw. **20**, 65, 1932.
303) B. Rossi, Physik. Zeitschr. **33**, 304, 1932.
304) D. Skobelzyn, C. R. **194**, 118–121, 1932.
305) E. G. Steinke u. H. Schindler, Naturw. **20**, 15, 1932.
306) E. G. Steinke u. H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **75**, 115, 1932.
307) K. Wolf, Zeitschr. f. Phys. **75**, 570, 1932.

Halle, 20. Juni 1932.

(Eingegangen 28. Juni 1932.)

# ORIGINALMITTEILUNGEN.

## Das dielektrische Verhalten von Dipolflüssigkeiten.

Von A. E. van Arkel und J. L. Snoek.

Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven/Holland.

Nach Debye wird für dipolhaltige Flüssigkeiten der Verband zwischen der dielektrischen Konstante $\varepsilon$ und dem Dipolmoment $\mu$ ausgedrückt durch die Formel:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{4\pi}{3}n\left(\alpha_0+\frac{\mu^2}{3kT}\right), \qquad (1)$$

worin die Symbole die übliche Bedeutung erhalten. Speziell ist $n$, die Zahl der Moleküle pro cm³, noch gleich $\frac{N}{V}$ (Zahl von Avogadro dividiert durch das Molvolumen).

Diese Formel ist abgeleitet worden unter der Bedingung, daß die Wechselwirkung benachbarter Dipole vernachlässigt werden kann und ist daher nur für verdünnte Gase in aller Strenge gültig. Es zeigt sich aber, daß für verdünnte Lösungen der dipolhaltigen Substanz in einem indifferenten Lösungsmittel die nach der Debyeschen Formel berechneten Polarisationen mit den experimentellen Resultaten noch gut im Einklang sind.

Bei höheren Konzentrationen treten aber Abweichungen auf. Dieses ist auch schon aus der Formel ersichtlich, denn für

$$\frac{4\pi}{3}\cdot\frac{N}{V}\cdot\frac{\mu^2}{3kT}>1$$

wird $\varepsilon$ negativ, was natürlich unmöglich ist.

Wird also durch Änderungen in $\mu$, $n$ oder $T$ die Größe

$$\frac{N\mu^2}{V}>\frac{9}{4\pi}kT,$$

so kann die Debyesche Formel die Verhältnisse nicht mehr exakt beschreiben und wenn nicht $\frac{N\mu^2}{V}\ll kT$ ist, werden schon Abweichungen zu befürchten sein.

Diese Abweichungen können nun verschiedene Ursachen haben:

1. Es ist möglich, daß die Moleküle sich zu Aggregaten mit kleinerem Dipolmoment oder mit Dipolmoment Null vereinigen.
2. Es kann sein, daß der Ausdruck für das innere Feld, der bei der Ableitung der Formel benutzt wurde, nicht mehr richtig ist, weil das molekulare Feld darin eine Rolle spielt.

Ohne uns nun weiter zu fragen, welcher der beiden Ursachen die Abweichungen zuzuschreiben sind, haben wir versucht, die Debyesche Formel (1) empirisch so abzuändern, daß sie auch für höhere Konzentrationen die Meßresultate richtig wiedergibt, indem wir einen Term von der Form $\frac{\mu^2}{R^3}$ (= Wechselwirkungsenergie zweier Dipole) neben $kT$ in die Formel eingeführt haben.

Es teilen sich nämlich die Dipolsubstanzen in bezug auf die Gültigkeit der Debyeschen Formel hauptsächlich in zwei Gruppen, nämlich erstens diejenige vom Typus der Alkohole, wo die dielektrische Konstante bei zunehmender Konzentration anfänglich größer ist, als von der Theorie verlangt wird und zweitens eine Gruppe, wobei die dielektrische Konstante mehr und mehr unterhalb des von der Theorie geforderten Wertes liegt. Ein typischer Vertreter der letzteren Gruppe ist das Nitrobenzol. Für die Mehrzahl der Substanzen der zweiten Gruppe kann nun eine einfache Formel gegeben werden, welche unter Benutzung von nur einer Konstante, deren Betrag überdies nicht von der speziellen Art der Dipolsubstanz oder des Lösungsmittels abhängt, die Abhängigkeit der dielektrischen Konstante von Temperatur und Konzentration richtig wiedergibt.

Sie hat die nachstehende Form:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{4\pi}{3}n\left(\alpha_0+\frac{\mu^2}{3kT+cn\mu^2}\right), \qquad (2)$$

worin also $c$ die einzige neu auftretende Konstante ist.

Wie sofort ersichtlich, geht die Formel für großes $T$ (hohe Temperatur) und kleines $n\mu^2$ (starke Verdünnung, kleines Moment) in die Debyesche Formel (1) über.

Für eine quantitative Prüfung der Formel (2) kommen eigentlich nur diejenigen Substanzen in Betracht, für die $\alpha_0$ und $\mu$ aus Messungen an verdünnten Lösungen sehr genau bekannt sind und außerdem die Abhängigkeit von $\varepsilon$ von der Konzentration möglichst genau gemessen ist. Teilt man die Größe $\left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1}-\frac{4\pi}{3}n\alpha_0\right)$, so wie sie von Formel (2) gefordert wird, durch den Wert, den die Debyesche Formel (1) liefert, so folgt für den Quotienten $Q(n)$

$$Q_n=\frac{\frac{4\pi}{3}n\frac{\mu^3}{3kT}}{\frac{4\pi}{3}n\frac{\mu^2}{3kT+cn\mu^2}}=1+c\frac{n\mu^2}{3kT}, \qquad (3)$$

also eine linear mit $n$ ansteigende Linie.

In Fig. 1 und 2 sind eine Anzahl Messungen verwertet, welche bei Zimmertemperatur an Dipollösungen verschiedenster Konzentration (gelegentlich auch an der unverdünnten Flüssigkeit) ausgeführt worden sind.

Man sieht, daß innerhalb eines sehr großen Bereiches das lineare Gesetz 3 erfüllt ist. Als Abszisse ist die Größe $v\frac{\mu^2}{V}$ verwendet ($V$ = Molvolumen, $v$ = Volumenfraktion der Dipolsubstanz in der Lösung), welche sich ja nur um einen Konstantenfaktor von $n\mu^2$ unterscheidet.

Die genauesten Zahlen sind bekannt für Nitrobenzol und Chlorbenzol, welche auch in verschiedenen Lösungsmitteln untersucht worden sind. Wie die Figur zeigt, liegen alle Meßpunkte innerhalb der Meßfehler auf einer Geraden; nur scheint für die Hexanlösungen eine kleine systematische Abweichung zu bestehen, welche vielleicht mit dem kleinen Wert der dielektrischen Konstante ursächlich verknüpft ist.

Für Chinolin liegen genaue Messungen in Benzollösung vor, welche ebenfalls sehr gute Linearität zeigen bei gleicher Neigung der geraden Linie.

Für andere Substanzen sind die Ergebnisse ungenauer und überdies ist nur ein Meßpunkt (unverdünnte Lösung) bekannt, so daß Prüfung der linearen Beziehung zwischen $Q$ und $n$ nicht möglich ist.

Immerhin ist der merkwürdige Umstand, daß auch alle diese Meßpunkte innerhalb der Meßfehler auf derselben Geraden liegen, eine Andeutung dafür, daß auch hier die Formel (2) gilt.

Große Abweichungen sind nur gefunden für Äthyljodid, Äthylbromid und Jodbenzol, welche alle oberhalb der Linie liegen; vielleicht stehen diese Abweichungen auch wieder mit dem größeren Wert der optischen Polarisierbarkeit (diesmal der untersuchten Substanz) in Beziehung.

Die Formel (2) kann man natürlich auch auf die Temperatur und Druckabhängigkeit der D.E.K. prüfen. Auch da führt sie z. B. für Nitrobenzol zu guten Resultaten.

Um die Druckabhängigkeit zu beschreiben, braucht man aber einen größeren Wert der Konstante $c$.

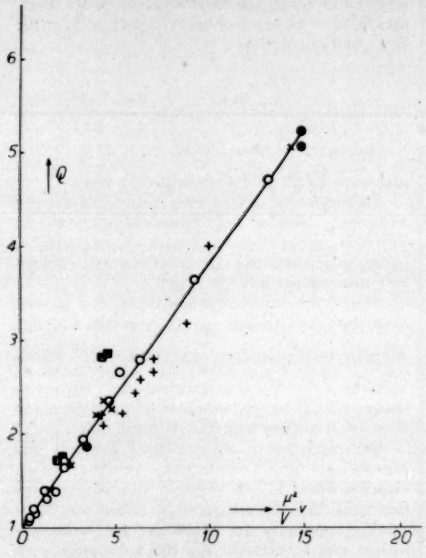


Fig. 1.

- ○ Nitrobenzol in Lösungen von Benzol, Toluol, Hexan und Schwefelkohlenstoff.
- \+ Ketonen (unverdünnte Flüssigkeiten).
- × Andere unverdünnte Flüssigkeiten: Chloroform, Anilin, Chlorbenzol, Chinolin, *o*-Dichlorbenzol, Benzonitril.
- ⊠ Abweichungen: Äthyljodid, Äthylbromid, Brombenzol, *m*-Dichlorbenzol.

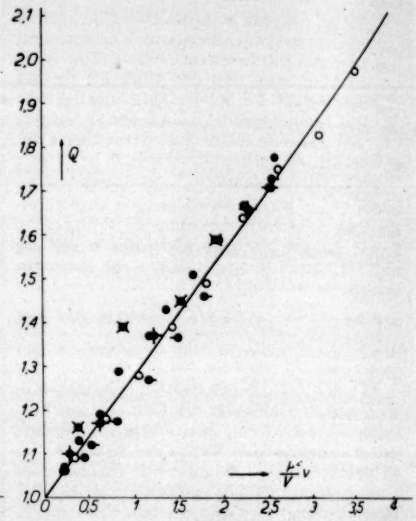


Fig. 2.

- ○ Chinolin in Benzollösung.
- ✦ Chlorbenzol in Benzollösung (zwei Autoren).
- ✖ Chlorbenzol in Schwefelkohlenstoff.
- ● Chlorbenzol in Hexan (zwei Autoren).

Die Formel (2) erinnert in ihrer allgemeinen Gestalt stark an eine Beziehung, welche Perrier und Kamerlingh Onnes 1914[1]) für die Abhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität von Stickstoff-Sauerstoffgemischen von Temperatur und Konzentration gefunden haben, doch scheint es fraglich, ob die Übereinstimmung mehr als eine oberflächliche ist.

Es ist weiter interessant, sich das Verhalten der Formel (2) für $kT \ll \frac{\mu^2}{v}$ näher anzusehen. Es wird dann die D.E.K. unabhängig von Dipolgröße und Konzentration. Ähnliches haben aber Ornstein und Zernike[2]) gefunden für den von ihnen konstruierten Fall, bei dem das Verhalten von frei drehbar gedachten magnetischen Dipolen, welche in einem kubisch zentrierten System angeordnet sind, in schwachen Magnetfeldern berechnet wurde.

1) Comm. Leyden 139d, C. R. **158**, 941, 1914.
2) Verslagen Kon. Akad. **27**, 1, 1918.

## Nachschrift.

Es gelangten bei der Prüfung der Formel (2) u. a. die Messungen folgender Autoren zur Verwendung:

L. Lange, Zeitschr. f. Phys. **33**, 169, 1925.
J. W. Williams u. F. Ogg, Journ. Am. Chem. Soc. **50**, 1, 94, 1928.
Williams-Krchma, Journ. Am. Chem. Soc. **49**, 1676, 1927.
Rolinski, Physik. Zeitschr. **29**, 658, 1928.
Smyth, Morgan u. Boyce, Journ. Am. Chem. Soc. **50**, 1547, 1928.
E. H. L. Meyer, Ann. d. Phys. **75**, 801, 1924.
K. L. Wolff, Zeitschr. f. phys. Chem. B **2**, 39, 1929.
Walden u. Werner, Zeitschr. f. phys. Chem. B **2**, 10, 1929.
Danforth, Phys. Rev. **38**, 1224, 1931.
E. Bergmann, L. Engel u. S. Sandor, Zeitschr. f. phys. Chem. B **10**, 106, 1930.
O. Hassel u. E. Eide, Zeitschr. f. El. Chem. **36**, 735, 1930.

Eindhoven, den 17. Mai 1932.

(Eingegangen 13. Juli 1932.)

## Heterochrome Messungen mit dem Pulfrich-Photometer.

Von Ernst Mayer.

Über heterochrome Messungen mit dem von C. Pulfrich konstruierten „Stufenphotometer" ist bisher nichts bekannt geworden. Infolge beabsichtigter Verwendung zu speziellen Aufgaben hatte ich Veranlassung, hierüber zunächst allgemeine Versuche anzustellen. Einrichtung und Wirkungsweise sind ausführlich in der Originalmitteilung von C. Pulfrich beschrieben[1]). Wesentlich ist, daß durch eine Prismenkonstruktion die beiden Meßfelder im Okular praktisch ohne störende Trennungslinie nebeneinander erscheinen und daher eine gute Vergleichsmöglichkeit besteht. Beim Einblick in das Okular sieht man keine reellen Bilder der durch je ein Objektiv aufgenommenen Meßfelder, sondern homogene Strahlengemische, so daß nicht nur die mitunter empfindlichen Störungen durch Oberflächendetails der betrachteten Pigmente ausgeschaltet sind, sondern darüber hinaus auch die Möglichkeit einer systematischen Farbmischung besteht. Durch eine Präzisionsvorrichtung kann ferner jedes Feld für sich meßbar abgeblendet werden und die Abblendevorrichtung dient zugleich zur exakten Feststellung der Mischungsverhältnisse für den Fall der Farbmischung.

Als Objekte dienten Farbtonblättchen aus Ostwalds Farbenatlas[2]), speziell diejenigen des Farbkreises *nc*, für welche ausführliche Messungen von Kohlrausch und Gibsone mit anderen Apparaten vorliegen[3]). Die Vergleichsmöglichkeit mit den Ergebnissen dieser älteren Messungen ist nun allerdings dadurch beeinträchtigt, daß die Farbtöne der Blättchen nicht absolut unveränderlich sind, es also nicht ausgeschlossen ist, daß dieselben für die verschiedenen Messungsreihen mit etwas verschiedenem Aussehen vorgelegen haben. Daß die Blättchen von vornherein verschieden geliefert worden sind, halte ich nach meiner persönlichen Kenntnis der Arbeitsweise Ostwalds für ausgeschlossen. Es kämen vielmehr nur Veränderungen durch den verschiedenartigen Gebrauch der einzelnen Atlasexemplare in Frage. Von mir wurde das Exemplar der Staatsbibliothek in Berlin benutzt. Der Zustand der zu den älteren Messungen benutzten Blättchen wird sich demgegenüber heute natürlich nicht mehr feststellen oder reproduzieren lassen. Der Vergleich der Ergebnisse zeigt aber, daß sich zwar in den erhaltenen absoluten Helligkeiten beträchtliche Unterschiede ergeben, daß aber andererseits in Details viel kleinerer Größenordnung häufig überraschende Übereinstimmung besteht. Ich schließe daraus, daß die einzelnen benutzten Atlasexemplare jedenfalls nicht so erheblich verschieden sind, daß eine Vergleichung jeden Sinn verlieren würde. Die Abweichungen größeren Ausmaßes scheinen mir vielmehr meßmethodisch begründet zu sein, nachdem andererseits die Übereinstimmung in Einzelheiten so gut ist, daß daraus geradezu ersichtlich ist, welche Blättchen (z. B. 33 und 42 *nc*) tatsächlich mit merklich verschiedenem Aussehen vorgelegen haben müssen. Immerhin sei vermieden, allzusehr ins Einzelne gehende Schlüsse zu ziehen, und auf eine diesbezügliche Anregung am Schlusse dieser Ausführungen hingewiesen.

Den älteren Messungen liegt die von F. Exner[1]) vorgeschlagene Stufenmethode zugrunde, die zwar auch heterochrom ist, aber doch in viel geringerem Maße. Im Hinblick auf weitere Arbeiten habe ich zunächst einen anderen Weg ins Auge gefaßt und mich dabei von der Absicht leiten lassen, mit möglichst wenig und einfach auszuführenden heterochromen Vergleichungen unmittelbar zu absoluten Helligkeiten zu kommen. Zu diesem Zwecke ging ich von jeweils einem Paar Gegenfarben von ungefähr gleicher Farbstärke aus, wie sie die Atlasblättchen gleichen Farbkreises ja darstellen. Jedes Gegenfarbenpaar enthält zwei unbekannte Größen, das sind die gesuchten absoluten Helligkeiten. Zu ihrer Auffindung sind mithin mindestens zwei Beziehungen nötig. Während nun nach den bisherigen Methoden zu der Lösung dieser Aufgabe mindestens zwei (mehr oder minder) heterochrome Vergleichungen nötig sind, habe ich eine davon dadurch umgangen, daß ich die Gegenfarben zu Grau mischte und die absolute Helligkeit des dadurch entstandenen neutralen Farbtons — also unter Vermeidung jeder heterochromen Vergleichung — sowie das hierzu erforderliche Mischungsverhältnis feststellte. Es war dann nur noch eine einzige heterochrome Vergleichung nötig und diese habe ich mir insofern erleichtert, als ich die Gegenfarben unmittelbar verglichen und das Verhältnis der Helligkeiten gemessen habe. Vorversuche hatten nämlich ergeben, daß Gegenfarben von annähernd gleicher Farbstärke kaum unangenehmer zu vergleichen sind, als sehr nahe beieinanderliegende Farbtöne und jedenfalls bei weitem

1) C. Pulfrich, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **45**, 35, 61, 109, 1925.

2) W. Ostwald, Der Farbenatlas. Leipzig 1918. Verlag Unesma G. m. b. H.

3) K. W. Fritz Kohlrausch, Physik. Zeitschr. **21**, 423, 1920, sowie Gibsone, Diss., Marburg 1926, nicht gedruckt, aber mitgeteilt von Clemens Schaefer, Physik. Zeitschr. **26**, 58, 1925.

1) F. Exner, Wien. Ber. IIa, **129**, 27, 1920.

nicht so unangenehm, als bei unmittelbarem Vergleich mit Weiß bzw. Grau. Aus den derart erhaltenen beiden Beziehungen, von denen also nur eine heterochrom ist, können dann die absoluten Helligkeiten beider Gegenfarben in einfacher Weise errechnet werden. Um endlich eine Vergleichung der nach dieser Methode erhaltenen Ergebnisse mit denen der weit umständlicheren Stufenmethode zu ermöglichen, habe ich für die gleichen Objekte Messungen auch nach dieser durchgeführt.

Die Neutralisation zweier Gegenfarben zu Grau vollzieht sich im Stufenphotometer sehr einfach. Ich habe jedoch dazu nicht den beigegebenen Krügerschen Zusatzapparat benutzt, sondern die auf einem Schieber sorgfältig (in bezug auf Grenzlinie) angebrachten Objekte auf der massiven Grundplatte des Apparates von rechts nach links und umgekehrt geschoben unter Anlehnung an ein fest montiertes Lineal. Die Vorversuche ergaben nämlich für die Vor- bzw. Rückwärtsbewegung, wie sie der Krügersche Zusatzapparat bedingt, zwar geringe, aber deutlich meßbare Verschiedenheiten bei dem mir zur Verfügung stehenden, im übrigen sorgsam gewählten Tageslicht, je nachdem, ob die hellere oder die dunklere Gegenfarbe vorn zu liegen kam. Eine solche Verschiedenheit war bei seitlicher Verschiebung ausgeschlossen. Übrigens ist bei diesen wie auch bei allen folgenden Vergleichungen stets darauf geachtet worden, daß beide Meßfelder genau gleiche Beleuchtung erhielten und infolgedessen eine Vertauschung der Objekte auf das Meßergebnis ohne Einfluß blieb. Hinsichtlich der Neutralisation ist noch zu bemerken, daß allerdings einzelne Gegenfarbenpaare des Farbkreises *nc* nicht ganz exakt sich neutralisieren. Für die Methode ist dies aber unwesentlich. Es kommt nur darauf an, möglichst nahe an den Graupunkt heranzukommen, damit jede Unsicherheit in bezug auf das Vergleichskriterium behoben ist. Wenn man also auch ungünstigstenfalls das Neutralisationsverhältnis 2 bis 3 Proz. schwankend einstellt, so ändert sich stets und zugleich die dazugehörige Helligkeit, so daß die Beziehung an sich sehr genau bleibt. Für sechs auf diese Weise gründlich untersuchte Gegenfarbenpaare des Kreises *nc* ist nun die beobachtete, auf Barytweiß = 100 bezogene Helligkeit des entstandenen grauen Farbtons sowie das dazugehörige Mischungsverhältnis in Tab. I (Spalte 2 u. 3) angegeben. Die vergleichsweise beigefügten weiteren Zahlen werden weiter unten gewürdigt.

Die unmittelbare heterochrome Vergleichung der Gegenfarben bedarf nach dem Gesagten in bezug auf experimentelle Durchführung keiner weiteren Beschreibung, wohl aber hinsichtlich des benutzten Kriteriums. In der Tab. II (Zeilen 1–10) sind die zur Errechnung eines Durchschnitts (Zeile 11) benutzten je zehn Einzelmessungen für sechs Paare angegeben. Zur Ermittlung derselben diente ein Kriterium, von dessen Konstanz und Reproduzierbarkeit ich mich in zahlreichen Vorversuchen und Übungen überzeugte. Es ist ungefähr so zu beschreiben: Beim ersten Anblick der Gegenfarben im Apparat scheinen beide ganz distanziert zu leuchten und unmöglich zu vergleichen. Nach 1 bis 2 Minuten jedoch beginnt das Auge sich daran zu gewöhnen, die Farben erscheinen grauer und werden vergleichbar, sobald man einen ins Auge gefaßten Punkt der Grenzlinie streng fixiert. Man kann dann leicht mittels

Tabelle I.

Neutralisation von Gegenfarben im Farbkreis *nc*.

| Objekte Farbtonnummern im Farbkreis *nc* | Mischungsverhältnis in Prozenten | Beobachtetes Grau (Mayer) Barytweiß = 100 | Für das betrachtete Mischungsverhältnis berechnetes Grau aus den Stufenmessungen von | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | Kohlrausch | Gibsone 2. M. | Gibsone 3. M. |
| 92 + 42 | 48,4:51,6 | 19,5 | 28,2 | 28,1 | 23,6 |
| 00 + 50 | 45,8:54,2 | 26,8 | 32,3 | 31,1 | 29,8 |
| 08 + 58 | 44,3:55,7 | 29,8 | 37,7 | 34,0 | 31,7 |
| 17 + 67 | 40,5:59,5 | 24,4 | 35,1 | 30,3 | 27,1 |
| 25 + 75 | 39,8:60,2 | 22,2 | 34,2 | 28,1 | 24,8 |
| 33 + 83 | 41,3:58,7 | 19,3 | 30,1 | 26,7 | 23,9 |

Tabelle II.

Helligkeitsverhältnis von Gegenfarben im Farbkreis *nc*.

| Objekte Nummern im Farbkreis *nc* | | 42:92 | 50:00 | 58:08 | 67:17 | 75:25 | 83:33 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Durch direkte Vergleichung beobachtet (Mayer) | Einzelmessungen | 0,370 | 0,238 | 0,378 | 0,716 | 0,718 | 0,925 |
| | | 0,390 | 0,220 | 0,394 | 0,696 | 0,712 | 0,915 |
| | | 0,402 | 0,232 | 0,380 | 0,689 | 0,680 | 0,970 |
| | | 0,392 | 0,242 | 0,393 | 0,728 | 0,699 | 0,960 |
| | | 0,380 | 0,238 | 0,406 | 0,715 | 0,732 | 0,940 |
| | | 0,400 | 0,244 | 0,358 | 0,705 | 0,675 | 0,918 |
| | | 0,378 | 0,258 | 0,399 | 0,773 | 0,690 | 0,928 |
| | | 0,386 | 0,261 | 0,391 | 0,710 | 0,725 | 0,950 |
| | | 0,410 | 0,231 | 0,398 | 0,689 | 0,675 | 0,940 |
| | | 0,384 | 0,220 | 0,390 | 0,680 | 0,688 | 0,951 |
| Durchschnitt | | 0,3892 | 0,2384 | 0,3887 | 0,7101 | 0,6994 | 0,9397 |
| Berechnet aus Stufenmessungen von | Mayer | 0,369 | 0,196 | 0,359 | 0,683 | 0,669 | 0,922 |
| | Kohlrausch | 0,474 | 0,259 | 0,408 | 0,710 | 0,745 | 0,940 |
| | Gibsone 2. M. | 0,501 | 0,271 | 0,408 | 0,611 | 0,629 | 0,809 |
| | Gibsone 3. M. | 0,465 | 0,227 | 0,345 | 0,610 | 0,646 | 0,814 |

einseitigen Abblendens auf gleiche Helligkeit einstellen. Diese Gewöhnung der Augen hält auch dann an, wenn man flüchtig zum Ablesen auf die Meßtrommel schaut, denn wenn man inzwischen verstellt, ist man leicht und schnell in der Lage, die vorherige Einstellung wiederzufinden. Die Gewöhnung verschwindet aber sofort, wenn man die Objekte schnell vertauscht. Bei den mitgeteilten Einzelmessungen indessen ist diese Gewöhnung jedesmal durch längeren Blick durch das Fenster und gründliches Verstellen der Meßtrommel grundsätzlich zur Erlangung eines einwandfreien Durchschnittes ausgeschaltet. Der dabei erzielte enge Fehlerbereich läßt das derart beschriebene Kriterium als brauchbar erscheinen. Übrigens sind nach jeweils fünf Einzelmessungen die Objekte vertauscht worden, ohne daß ein grundsätzlicher Unterschied der beiden Teildurchschnitte zu erkennen wäre. Da es sich bei all dem um wesentlich psychologische Verhältnisse handelt, ist es meine Absicht, an anderer Stelle noch eingehender über die Einzelheiten dieser Beobachtungen zu berichten und bestimmte Schlüsse daraus zu ziehen. Betont sei hier nur noch, daß das Fixieren eines Punktes der Grenzlinie beider Meßfelder wesentlich erscheint, da der mehr flächenhafte Vergleich ganz andere Einstellungen bedingte und zu weit größeren Differenzen gegenüber den älteren Messungen geführt hätte. Jedenfalls aber ist die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der hier angewandten Art von Vergleichung hinreichend, um Ergebnisse rechnerisch verwerten zu können in der Absicht, in Verbindung mit den Neutralisationsergebnissen zu absoluten Helligkeiten zu gelangen. Die daraufhin errechneten Zahlen sind aus Tab. III (Spalte 2) ersichtlich.

Endlich wurden die Verhältnisse gemessen, in denen die Helligkeiten benachbarter Farbtöne des Kreises *nc* zueinander stehen, wenigstens soweit sie in den vorstehend mitgeteilten Messungen von sechs Paaren Verwendung gefunden hatten. Wenn die Messungen beider Art richtig sind, so müssen die aus den Nachbarverhältnissen zusammengesetzten Helligkeitsverhältnisse von Gegenfarben mit den direkt gemessenen übereinstimmen. Um irgendwelche anderen Einflüsse als Ursachen eventueller Differenzen auszuschalten, wurden diese Messungen zeitlich unmittelbar anschließend an die Messung der Gegenfarbenverhältnisse, unter gleichen Versuchsbedingungen und Benutzung des gleichen Kriteriums, ausgeführt. Die Ergebnisse finden sich in Tab. IV (Spalte 2). Errechnet man daraus die relativen Helligkeiten, um zu sehen, ob und wieweit die Schrödingersche Bedingung erfüllt ist, so kommt man – von irgendeinem mit 100 bezeichneten Farbton ausgehend –, den Kreis

Tabelle III.

Absolute Helligkeit im Farbkreis *nc*.

| Objekte Nummern im Farbkreis *nc* | Berechnet aus den Messungen (Mayer) des Neutralisationsgrau (Tab. I) und Helligkeitsverhältnis: direkt beobachtetem (Tab. II) | dem sich aus Stufenmessungen ergebenden (Tab. IV) | Angaben von: Kohlrausch | Gibsone 2. M. | Gibsone 3. M. |
|---|---|---|---|---|---|
| 92 | 28,5 | 29,6 | 38,6 | 37,8 | 34,4 |
| 00 | 45,6 | 47,5 | 54,0 | 51,4 | 51,4 |
| 08 | 45,2 | 46,4 | 56,1 | 50,8 | 49,9 |
| 17 | 29,5 | 30,1 | 42,4 | 39,5 | 35,2 |
| 25 | 27,1 | 27,7 | 40,4 | 36,3 | 31,5 |
| 33 | 20,0 | 20,2 | 31,6 | 30,1 | 26,8 |
| 42 | 11,1 | 10,9 | 18,4 | 19,0 | 15,9 |
| 50 | 10,9 | 9,3 | 14,0 | 13,9 | 11,7 |
| 58 | 17,6 | 16,6 | 22,9 | 20,7 | 17,2 |
| 67 | 20,9 | 20,6 | 30,1 | 24,1 | 21,5 |
| 75 | 19,0 | 18,5 | 30,1 | 22,8 | 20,4 |
| 83 | 18,8 | 18,7 | 29,7 | 24,3 | 21,8 |

Tabelle IV.

Helligkeitsverhältnis von Nachbarfarben im Farbkreis *nc*.

| Objekte Nummern im Farbkreis *nc* | Direkte Beobachtung (Mayer) | Berechnet aus Neutralisationsgrau und Helligkeitsverhältnis von Gegenfarben (Mayer) | Rückrechnung aus Stufenmessungen[1]) von: Kohlrausch | Gibsone 2. M. | Gibsone 3. M. |
|---|---|---|---|---|---|
| 08:00 | 0,96 | 0,989 | 1,039 | 0,988 | 0,971 |
| 17:08 | 0,64 | 0,653 | 0,756 | 0,777 | 0,700 |
| 25:17 | 0,94 | 0,920 | 0,953 | 0,919 | 0,895 |
| 33:25 | 0,74 | 0,738 | 0,782 | 0,829 | 0,850 |
| 42:33 | 0,55 | 0,554 | 0,582 | 0,631 | 0,595 |
| 50:42 | 0,83 | 0,982 | 0,761 | 0,734 | 0,732 |
| 50:58 | 0,57 | 0,620 | 0,610 | 0,673 | 0,678 |
| 58:67 | 0,82 | 0,839 | 0,761 | 0,859 | 0,801 |
| 67:75 | 1,09 | 1,104 | 1,000 | 1,066 | 1,056 |
| 75:83 | 0,98 | 1,009 | 1,013 | 0,939 | 0,934 |
| 83:92 | 0,62 | 0,660 | 0,769 | 0,643 | 0,633 |
| 92:00 | 0,64 | 0,624 | 0,715 | 0,733 | 0,642 |

1) Die Helligkeiten der Spalte 4 sind der bereits zitierten Arbeit von K. W. F. Kohlrausch, S. 425, entnommen, diejenigen der Spalten 5 und 6 der Mitteilung von Cl. Schaefer, Physik. Zeitschr. **26**, 1925, und zwar der Tabelle S. 911, wobei einige Druckfehler, welche sich teils durch den Text, teils durch frühere Mitteilung aufklären, berücksichtigt sind und gleichzeitig die relativen Helligkeiten durch Multiplikation mit dem an derselben Stelle entnommenen beobachteten Faktor in absolute umgewandelt wurden.

durchlaufend, zu demselben mit 98,8 zurück, was mit den bisherigen Erfahrungen gut übereinstimmt und außerdem zeigt, daß gegenüber den älteren Messungen ein grundsätzlicher Unterschied nicht zu bestehen scheint, also auch das benutzte Kriterium im Prinzip tatsächlich das gleiche ist.

Errechnet man indessen die sich aus Nachbarverhältnissen ergebenden Gegenfarbenverhältnisse (Tab. II, Zeile 12), so zeigt sich ausnahmslos bei allen sechs Paaren, daß die stufenweise ermittelten Gegenfarbenverhältnisse etwas kleiner (die Helligkeitsunterschiede also größer) erscheinen als die direkt ermittelten. Die Differenz ist nicht sehr groß, was sich darin ausdrückt, daß einerseits die Nachbarverhältnisse, die auf Grund der Gegenfarbenverhältnisse und dem Neutralisationsgrau erwartet werden sollten (Tab. IV, Spalte 3), mit den beobachteten innerhalb der Fehlergrenzen dieser Vergleichung übereinstimmen und daß andererseits die absoluten Helligkeiten, die aus dem Neutralisationsgrau unter Verwendung der aus Nachbarverhältnissen zusammengesetzten Gegenfarbenverhältnisse berechnet sind (Tab. III, Spalte 3), nur unwesentlich von denen abweichen, welche aus den unmittelbar beobachteten Gegenfarbenverhältnissen stammen. Die Verschiedenheit ist aber immerhin deutlich und die Tatsache, daß sie bei allen Paaren in gleichem Sinne vorhanden ist, deutet darauf hin, daß es sich nicht um Zufallsergebnisse, sondern um Grundsätzlichkeiten handelt. Ich möchte hier zunächst noch nicht entscheiden, ob zu ihrer Erklärung die direkte Ermittlung oder die Stufenmethode als richtiger angesprochen werden soll. Diese Differenzen sind ja auch unerheblicher als diejenigen, die – man mag von der einen oder von der anderen Methode ausgehen – gegenüber den älteren Messungen bestehen und die im folgenden zu besprechen sind. Ich für meine Person neige dazu, allgemein eine geringe Tendenz zu Überschätzung der Distanz zweier Helligkeiten verschiedenen Farbtones anzunehmen, welche es verständlich machen würde, daß der Fehler, wenn er sich aus sechs Teilfehlern zusammensetzt, etwas größer ausfällt. Davon abgesehen aber muß das nach den zwei verschiedenen Methoden erhaltene Ergebnis als übereinstimmend bezeichnet werden und daher vor allem die Zulässigkeit der oben angewandten direkten Ermittlung belegen, zumal die minimale Abweichung in Richtung der älteren Messungen liegt.

Zieht man nun die älteren Messungen zum Vergleich heran, so ergibt sich als auffallendste Erscheinung, daß die auf Grund derselben angegebenen absoluten Helligkeiten (Tab. III, Spalten 4–6) beträchtlich höher liegen als die von mir erhaltenen. Es ist aber kaum denkbar, daß etwa die von mir benutzten Farbtonblättchen durchweg so erheblich dunkler – also beschädigt – sein sollen und daß sie andererseits doch alle Einzelheiten ebensogut wie die älteren Messungen aufweisen. Es müssen daher wirkliche Bedenken gegen die älteren Messungen entstehen und daß diese auch bestehen bleiben, wenn man von meinen heterochromen Vergleichungen absieht, ergibt sich, indem man aus den älteren Helligkeiten für das von mir zur Neutralisation benutzte Mischungsverhältnis die entstehende Helligkeit berechnet. Es ist dabei unwesentlich, ob z. B. ein anderer Beobachter ein anderes Neutralisationsverhältnis einstellen würde, denn entsprechend würde sich auch die Helligkeit des Grau ändern. Wesentlich aber und ausschlaggebend ist, daß durch die Neutralisation jede heterochrome Unsicherheit ausgeschlossen und dadurch bei einigermaßen guter (wenngleich subjektiver) Neutralisation die Fehlergrenze auf höchstens 1 Proz. eingedämmt wird. Die sich derart ergebenden Grauhelligkeiten (Tab. I, Spalten 4–6) liegen aber durchweg ganz beträchtlich höher!

Es fragt sich nun, ob diese erheblichen Differenzen eine Gesetzmäßigkeit erkennen lassen, aus der Rückschlüsse gezogen werden können auf ihre Ursache. In dieser Hinsicht zeigt sich, daß Übereinstimmung einigermaßen zustande kommt, wenn man die einzelnen Reihen mit bestimmten Faktoren multipliziert, man also den Effekt einer anderen Bezugshelligkeit annimmt, ganz gleich, ob nun damit die wirkliche Ursache erfaßt ist oder nicht. In Tab. V (Spalten 3–5)

Tabelle V.

Vergleichung absoluter Helligkeiten nach Reduktion.

| Objekte Nummern im Farbkreis *n.c.* | Ergebnisse der Gegenfarbenmethode (Mayer) Barytweiß = 100 | Angaben von Kohlrausch nach Reduktion mit Faktor 0,721 | Gibson 2. M. nach Reduktion mit Faktor 0,794 | Gibson 3. M. nach Reduktion mit Faktor 0,871 |
|---|---|---|---|---|
| 92 | 28,5 | 27,8 | 30,0 | 30,0 |
| 00 | 45,6 | 38,9 | 40,8 | 44,8 |
| 08 | 45,2 | 40,4 | 40,3 | 43,5 |
| 17 | 29,5 | 30,6 | 31,3 | 30,7 |
| 25 | 27,1 | 29,1 | 28,8 | 27,5 |
| 33 | 20,0 | 22,8 | 23,9 | 23,3 |
| 42 | 11,1 | 13,3 | 15,1 | 13,9 |
| 50 | 10,9 | 10,1 | 11,1 | 10,2 |
| 58 | 17,6 | 16,5 | 16,4 | 15,0 |
| 67 | 20,9 | 21,7 | 19,1 | 18,7 |
| 75 | 19,0 | 21,7 | 18,1 | 17,7 |
| 83 | 18,8 | 21,4 | 19,3 | 19,0 |

sind die derart mit den Faktoren 0,721 (Kohlrausch), 0,794 (Gibsone 2. Messung) und 0,871 (Gibsone 3. Messung) reduzierten Helligkeiten den meinigen (Spalte 2) gegenübergestellt. Sind auch einzelne Abweichungen immer noch auffallend, so läßt sich doch eine weitere Gesetzmäßigkeit nicht mehr erkennen, da nunmehr die Reihen anscheinend unregelmäßig und zudem für die einzelnen Reihen differierend nach oben oder unten voneinander abweichen. Innerhalb dieser Größenordnung dürfte es aber auch keinen Zweck mehr haben, weitere Gesetzmäßigkeiten zu suchen, da von hier an schon die tatsächlichen Unterschiede in den benutzten Objekten sich geltend machen. Überdies sind die Daten von Kohlrausch nicht ursprüngliche, sondern enthalten einen gleichmäßig verteilten nicht unerheblichen Fehler, lassen also allzu detaillierte Vergleichung nicht zu, während bei den Gibsoneschen Messungen die Differenz zwischen der 2. und der 3. Reihe zu groß ist, um in dieser Größenordnung noch weitergehende Schlüsse zu gestatten. Die Frage reduziert sich also darauf, die scheinbar für die einzelnen Reihen differierende Bezugshelligkeit zu erklären.

Für die Messungen von Kohlrausch ist eine Erklärung der besonders starken Abweichung ohne weiteres dadurch gegeben, daß als Vergleichsweiß weißer Karton benutzt wurde. Ob die ganze Abweichung dafür verantwortlich zu machen ist, kann heute natürlich kaum mehr geklärt werden. Für die Messungen von Gibsone indessen kann eine ähnliche Erklärung nicht herangezogen werden, denn Gibsone hat mit Barytweiß gearbeitet und geradezu die Forderung aufgestellt, daß weitere Messungen ebenfalls auf Barytweiß bezogen werden sollten[1]). Es muß also hier ein neues Moment auftreten, das natürlich auch schon bei den Messungen von Kohlausch beteiligt sein kann. Ein solches Moment erblicke ich in der stufenweisen Ermittlung der absoluten Helligkeit gegenüber Weiß, wie es z. B. von Gibsone für den Farbton oo geschehen ist. Wenn meine Messungen an gleichen Objekten unter gleichen Bedingungen und bei gleichem Kriterium zeigen, daß zwischen den direkt und den stufenweise ermittelten Helligkeitsverhältnissen von Gegenfarben ein wenn auch geringer, so doch deutlicher und ausnahmsloser Unterschied besteht, so ist eine gleiche Möglichkeit natürlich auch für die Verbindungslinie nach Weiß hin gegeben. Nur muß für diese Art der Farbtonvergleichung – wenn damit die differierend angegebenen absoluten Helligkeiten erklärt werden sollen – nicht eine Überschätzung, sondern eine Unterschätzung der Distanz angenommen werden. Um dies nachzuprüfen, habe ich für den Farbton oo sämtliche von Gibsone gemessenen Nuancen synthetisch und farbtongleich (also unter Vermeidung jeder Unsicherheit) hergestellt dadurch, daß ich mit Hilfe des Pulfrich-Photometers dem Farbton oo *pa* Weiß und Schwarz (letzteres durch Abblenden) additiv zumischte. Aus der damit gegebenen Analyse kann man nun zwar nicht ohne weiteres die absoluten Helligkeiten entnehmen, wohl aber die Beziehung, in der die einzelnen Nuancen oo zu oo *pa* stehen. Das Ergebnis zeigt Tab. VI. Um dasselbe zu würdigen, ist für jede Synthese (Spalten 2–4) diejenige Helligkeit von oo *pa* (Spalte 7) berechnet, welche zutreffen müßte, wenn die von Gibsone für die betreffende Nuance angegebene absolute Helligkeit (Spalte 6) als gesichert anzusehen wäre. Man findet, daß

Tabelle VI.

Beziehungen zwischen Farbkreisen innerhalb des Farbtones oo.

| Objekte Farbton oo Farbkreisbezeichnung | Analyse auf Grund additiver Mischung: Schwarz % | (Baryt-) Weiß % | oo *pa* % | Bei oo *pa* = 74,2 laut Analyse berechnete Helligkeiten | Angaben von Gibsone[1]) | Auf Grund der Analyse nach den Angaben von Gibsone erforderliche Helligkeit für oo *pa* |
|---|---|---|---|---|---|---|
| *ba* | 26 | 53,7 | 20,3 | 68,8 | 75,4 | 106,9 |
| *ca* | 23 | 46,9 | 30,1 | 69,2 | 78,8 | 106,0 |
| *da* | 19 | 36,5 | 44,5 | 69,5 | 76,3 | 89,4 |
| *ga* | 11 | 19,0 | 70,0 | 70,9 | 79,0 | 85,7 |
| *ta* | 15 | 7,3 | 77,7 | 65,0 | 73,2 | 84,8 |
| *la* | 4 | 2,5 | 93,5 | 71,9 | 74,2 | 76,7 |
| *pa* | — | — | 100,0 | 74,2 | 74,2 | 74,2 |
| *dc* | 44 | 36,5 | 19,5 | 51,0 | 59,2 | 116,4 |
| *ec* | 44 | 31,3 | 24,7 | 49,6 | 58,2 | 108,9 |
| *fc* | 42 | 21,5 | 36,5 | 48,6 | 54,1 | 89,3 |
| *gc* | 31 | 16,3 | 52,7 | 55,4 | 61,2 | 85,2 |
| *hc* | 40 | 13,0 | 47,0 | 47,9 | 55,7 | 90,9 |
| *ic* | 36 | 5,4 | 58,6 | 48,9 | 57,7 | 89,3 |
| *kc* | 40 | 5,7 | 54,3 | 46,0 | 54,4 | 89,7 |
| *lc* | 39 | 2,9 | 58,1 | 46,0 | 51,8 | 84,2 |
| *mc* | 39 | 2,4 | 58,6 | 45,9 | 53,3 | 86,9 |
| *nc* | 38 | 1,7 | 60,3 | 46,4 | 51,4 | 82,4 |
| *pn* | 94,6 | 2,7 | 2,7 | 4,7 | 8,4 | 211,1 |

1) Die Zahlen der Spalte 6 sind speziell der Tabelle III, S. 910, der bereits zitierten Mitteilung von Cl. Schaefer, Physik. Zeitschr. **26**, 1925, entnommen. Dabei ist der Wert 64,2 für la in 74,2 umgeändert, da es sich auch hier um einen offensichtlichen Irrtum handelt und der Wert la sonst vollständig aus der Reihe herausfallen würde.

1) Freundlicherweise brieflich mitgeteilt von Herrn Dr. Pese, Breslau.

danach sämtliche Nuancen eine wesentlich, zum Teil sogar beträchtlich höhere Helligkeit für oo *pa* verlangen, aber infolge außerordentlicher Verschiedenheit (trotz einer gewissen erkennbaren Gesetzmäßigkeit) keinerlei Anhaltspunkte bestehen, von welcher Größenordnung nun eigentlich der richtige Wert ist. Nimmt man aber nun einmal umgekehrt den Wert 74,2 für oo *pa* als zutreffend an und errechnet daraus die durch die Synthese verlangten Helligkeiten (Spalte 5), so findet man, daß ausnahmslos alle weißlicheren Nuancen wesentlich, zum Teil sogar beträchtlich geringere Helligkeiten verlangen, als von Gibsone angegeben, für oo *nc* z. B. gerade einen Wert in der von mir ermittelten Größenordnung. Wären die von Gibsone für diese Reihe genannten absoluten Helligkeiten wenigstens im Durchschnitt richtig, so müßte man von einem viel höheren Wert für oo *pa* ausgehen, welcher nahe an Weiß herankäme, was offensichtlich der Erfahrung und der direkten Vergleichung widerspricht. Da im übrigen die Synthese vorzüglich Einzelheiten erkennen läßt, die gleichzeitig in der Reihe von Gibsone zum Ausdruck kommen (z. B. der aus der Reihe fallende, offenbar unkorrekt hergestellte Farbton oo *ia*), so kann auch nicht angenommen werden, daß so erheblich veränderte Objekte gemessen worden seien. Es bleibt also nur übrig, die stufenmäßig ermittelten einzelnen Nachbarverhältnisse wohl der Größenordnung nach als innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen liegend anzuerkennen, dabei aber kleine sich summierende Fehler anzunehmen, welche die Exaktheit der daraus zusammengesetzten absoluten Helligkeiten (im Sinne einer Überschätzung in der Weißreihe) beeinträchtigen, das ist eben die Annahme, die erforderlich ist, um die festgestellten Differenzen gegenüber den älteren Messungen erklären zu können. Dieser Beweisführung gegenüber kann auch kein Zweifel darüber bestehen, daß die Synthese (als eine durchaus sichere Beurteilung auf wirkliche Farbtongleichheit) experimentell erheblich kleinere Fehlerquellen in sich birgt als der stufenweise Vergleich, denn obwohl letzterer nicht heterochrom im eigentlichen Sinne ist, so wirkt doch die verschiedene Weißlichkeit sehr störend und ist ebenfalls als heterochrom im weiteren Sinne anzusprechen, gleichwie der unmittelbare Vergleich mit Weiß bzw. Grau.

Damit sind die hauptsächlichsten Differenzen wohl hinreichend aufgeklärt. Berücksichtigt man — wie oben geschehen — diese Verhältnisse durch Anbringung eines Faktors bei den älteren Messungen, so bestehen keine grundsätzlichen Unterschiede mehr, es seien denn diejenigen, die ihre Ursache in wirklicher Verschiedenheit der Objekte haben und die demzufolge auch in den Gegenüberstellungen der Nachbar- und Gegenfarbenverhältnisse ohne erkenntliche Gesetzmäßigkeit zum Ausdruck kommen, welche Annahme sich darauf stützt, daß andere Details ähnlicher Größenordnung sehr deutlich übereinstimmen. Daß demnach solche Betrachtungen trotz der beschränkten Zuverlässigkeit der Objekte möglich sind, beweist einesteils die gute Eignung auch des Pulfrich-Photometers zu solchen Messungen und es veranlaßt mich andererseits zu der Anregung, exakte vergleichende Messungen an einwandfrei identischen Objekten, die ich zu liefern bereit bin, an verschiedenen Stellen und nach verschiedenen Methoden auszuführen zur endgültigen Klärung der noch offenstehenden oder noch nicht hinreichend sicher beantworteten Fragen.

## Zusammenfassung.

Das Pulfrich-Photometer ist für heterochrome Messungen gut geeignet und liefert Ergebnisse in der gleichen Größenordnung wie die anderen Methoden. Es wird speziell eine Methode empfohlen, bei der zwei Gegenfarben einerseits neutralisiert, andererseits direkt in bezug auf Helligkeit verglichen werden, so daß also mittels einer einzigen heterochromen Vergleichung nebst einer Graumessung zwei absolute Helligkeiten ermittelt werden. Diese Methode ist gegenüber der Stufenmethode nicht nur erheblich einfacher, sondern auch zuverlässiger, weil die Stufenmethode bei verschiedenem Farbton zu Überschätzung, bei gleichem Farbton aber verschiedener Weißlichkeit zu Unterschätzung des Unterschiedes der Helligkeiten zu führen scheint — Fehler, die wohl bei der Einzelmessung innerhalb der experimentell begründeten Fehlergrenzen zu liegen kommen, die sich aber zu deutlich meßbaren Differenzen summieren. Um noch exaktere und endgültige Feststellungen zu machen, werden Messungen mit genau identischen Objekten an verschiedenen Stellen und nach verschiedenen Methoden angeregt.

(Eingegangen 28. Juni 1932.)

# BESPRECHUNGEN.

**L. Brillouin. Die Quantenstatistik und ihre Anwendung auf die Elektronentheorie der Metalle.** Aus dem Französischen übersetzt von E. Rabinowitsch. 530 S., 57 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1931. Preis RM 42.—.

Dieser neue Band der Sammlung „Struktur der Materie" bildet die Übersetzung des Buches „Les statistiques quantiques", das schon in dieser Zeitschrift referiert wurde; seine Klarheit und die Knappheit der Darstellung wurden schon erwähnt. Die deutsche Auflage unterscheidet sich ziemlich stark von der französischen. Es handelt sich dabei zunächst um das Kapitel über das Verhältnis der Quantenstatistik zur Quantenmechanik. Die Änderungen betreffen jedoch besonders den Hauptteil des Buches, die Anwendungen der Quantenstatistik auf die Theorie der Metalle (hauptsächlich die Theorie der metallischen Leitfähigkeit). Der Verfasser hat die letzten Arbeiten von Bloch und Peierls sowie von sich selbst berücksichtigt und ausführlich diskutiert. Die Experimentalphysiker sowohl als auch die Theoretiker werden dem Verfasser dankbar sein, eine große Anzahl von Resultaten, die in der Literatur zerstreut sind, gesammelt und klar zusammengestellt zu haben. Die beiden ersten Kapitel enthalten die klassische Wärmestrahlungstheorie, die vier folgenden behandeln die Grundlagen der Quantenstatistik und ihr Verhältnis zu den Grundgesetzen der Quantenmechanik. Das Kapitel 7 behandelt die Anwendung der Fermistatistik auf die freien Elektronen in Metallen, das Kapitel 8 die schwierige Frage der Bestimmung der mittleren freien Weglänge der Elektronen. Andere Anwendungen stellen die zwei letzten Kapitel dar: Thomas-Fermische Theorie, Theorie der atomaren Dissoziation. Zwei Zusätze am Ende enthalten die Formeln für dispergierende Mittel und die Grundformeln der Kombinatorik. Ein dritter Zusatz von besonderem Interesse enthält die Diskussion der neuesten Arbeiten von Nordheim und Peierls. Solomon.

**N. Bohr. Atomtheorie und Naturbeschreibung.** Vier Aufsätze mit einer einleitenden Übersicht. 77 S. Jul. Springer, Berlin 1931. RM 5.60.

Das Buch enthält drei Aufsätze (I, II, III), die 1925, 1927 und 1929 in den „Naturwissenschaften" erschienen sind, zusammen mit einem 1929 gehaltenen Vortrag (IV); vorangestellt ist eine 1929 geschriebene Einleitung zu dem Ganzen, mit einem Addendum von 1931. Der Umstand, daß die zu verschiedenen Zeiten verfaßten Aufsätze in ihrer ursprünglichen Gestalt wiedergegeben sind, vermittelt dem Leser ein Miterleben der grundsätzlichen Entwicklung der Quantentheorie in einem ihrer ereignisreichsten Abschnitte; diese Entwicklung kann hier auf Grund einiger ihrer wichtigsten Dokumente selbst verfolgt werden, in welchen sich das immer dringlichere Einbohren der quantentheoretischen Gedankengänge in die atomare Erscheinungswelt und in die merkwürdigsten und wunderbarsten Tiefen erkenntnistheoretischer Fragen darstellt. Die vorangestellte Einleitung charakterisiert den Inhalt und die Tendenz der älteren Aufsätze vom heutigen Standpunkt aus und läßt die Geradlinigkeit der Entwicklung um so deutlicher erkennen.

Aufsatz I ist der Sachlage vor der Entwicklung der Quantenmechanik und Wellenmechanik gewidmet und weist nur an seinem Ende auf die gerade eingeleitete Entwicklung der korrespondenzmäßigen Matrizenmechanik hin. Er gibt eine umfassende Darstellung der Bohrschen Auffassungen, welche bis dahin die quantentheoretische Deutung der atomaren Prozesse geleitet — und umgekehrt sich aus dieser entwickelt — hatten und welche in wachsender Bestimmtheit und Zwangsläufigkeit hinführten auf die schließlich in der Quantenmechanik erreichte „exakte Formulierung des Korrespondenzprinzipes".

Aufsatz II (Ausarbeitung eines Vortrags auf dem Volta-Kongreß in Como) wurde geschrieben, als die Quantenmechanik einerseits und die Wellenmechanik andererseits in mathematischer Form vollendet dastanden, während jedoch über die physikalisch-begriffliche Deutung des Formalismus heftige Meinungsverschiedenheiten entstanden waren in dem Sinn, daß teilweise die Hoffnung gehegt wurde, durch die Wellenmechanik zu einer klassisch-kausalen, die charakteristischen „Irrationalitäten" der Quantentheorie vermeidenden Beschreibung der atomaren Geschehnisse zu gelangen. Demgegenüber stellt dieser Aufsatz die entscheidende Rolle jener quantenphysikalischen „Irrationalitäten" dar, welche durch die neuen Formalismen nicht etwa entbehrlich gemacht, sondern im Gegenteil als allgemeingültig erkannt und deutlich gemacht werden, wie vor allem in den Heisenbergschen „Ungenauigkeitsregeln".

Aufsatz III vertieft diese Einsichten insbesondere in der Richtung, daß auf die hier vorliegende philosophisch hochbedeutsame Schwierigkeit der Unterscheidung zwischen Subjekt und Objekt im Prozeß der quantenphysikalischen Beobachtung hingewiesen wird, welche erinnert an analoge Schwierigkeiten in der selbstbeobachtenden Psychologie, in welcher wir unsere eigene Gedankentätigkeit zum Objekt der Beobachtung machen. „Es könnte vielleicht auf den ersten Blick aussehen, als ob eine solche Einstellung der Physik gegenüber einer Mystik Platz gäbe, die dem Geiste der Naturwissenschaft widerspricht. Klarheit auf dem besprochenen Gebiet dürfte jedoch ebensowenig wie bei anderen menschlichen Fragestellungen zu erreichen sein, ohne den Schwierigkeiten, die sich bei der Begriffsbildung und der Anwendung der Ausdrucksmittel darbieten, ins Auge zu sehen" (Zitat aus der Einleitung).

Aufsatz IV gibt eine Zusammenfassung des in den früheren Aufsätzen errungenen Gesamtbildes der Quantenphysik und ihrer Philosophie. Die gewonnene Auffassung darf innerhalb ihres eigentlichen Gebiets als endgültig angesehen werden: „Auch in bezug auf den innigen Zusammenhang zwischen dem Verzicht der quantentheoretischen Beschreibung auf Kausalitätszusammenhang und ihrer Begrenzung hinsichtlich der Möglichkeit, zwischen einer Erscheinung und ihrer Wahrnehmung zu unterscheiden, welche die Unteilbarkeit des Wirkungsquantums bedingt, ist allmählich volle Klarheit erreicht worden" (aus der Einleitung).

Andererseits ergeben sich, wie Bohr hier andeutet, von den grundsätzlichen Errungenschaften der Quantentheorie aus höchst bemerkenswerte Ausblicke auf die Fragen der Biologie (auch im Zusammenhang mit den schon oben berührten Analogien zur Psychologie); dieser Umstand wird noch in dem Addendum 1931 zur Einleitung unterstrichen. Bohr spricht hier den Gedanken aus, daß die bei einer möglichst genauen „Beobachtung" des inneren Zustands eines lebendigen Organismus eintretende Abtötung nicht eine zufällige Nebenwirkung zu plumper Untersuchungsinstrumente sei, sondern eine ebenso grundsätzliche, naturgesetzliche Notwendigkeit darstelle, wie der mit jeder Beobachtung im atomaren Gebiet verknüpfte endliche störende Eingriff in das untersuchte System: „Die strenge Anwendung derjenigen Begriffsbildungen, welche die Beschreibung der leblosen Natur angepaßt sind, dürfte in einem ausschließenden Verhältnis stehen zu der Berücksichtigung der Gesetzmäßigkeiten der Lebenserscheinungen." Damit eröffnen sich für die Erforschung der Grundfragen der Biologie Aspekte, die vor der Quantenmechanik unausdenkbar gewesen wären. —

Dem Physiker das Buch erst besonders zu empfehlen, wäre eine Überflüssigkeit. Für denjenigen Außenstehenden aber, der aus philosophischem Interesse von den grundsätzlichen Ergebnissen der Quantenphysik zu erfahren wünscht, darf betont werden, daß hier die Darstellung der Philosophie der Quantentheorie vorliegt. Es mag nützlich sein, hinzuzufügen, daß das Eindringen in diese Darstellung allerdings seine Ansprüche an die Bemühung des Lesers stellt: der eigentümliche „Bohrsche Stil", auf den ersten Blick oft seltsam verklausuliert und im Unbestimmten verschwimmend erscheinend, offenbart die wirkliche, erstaunliche Prägnanz und Schönheit seiner Gedankenfülle erst dann, wenn man sich in diesen Stil hineingelesen hat. P. Jordan.

**Grimsehls Lehrbuch der Physik.** II. Bd., 1. Teil. Elektromagnetisches Feld. Optik. Gr.-8°. VIII und 898 S. Mit 1162 Abb. und einer Farbtafel. 6. Aufl., vollst. neubearb. von R. Tomaschek. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1932. Geb. RM 26.—.

Die neue Auflage dieses beliebten Werkes verdient besonders begrüßt zu werden, denn ohne von seinen früheren Vorzügen etwas aufzugeben, ist es durch weitgehende Umarbeitung und viele Ergänzungen ein wirklich modernes Lehrbuch geworden.

In diesem Zusammenhange ist zunächst die Neugliederung des Stoffes zu nennen. Der II. Band enthält die Physik des Äthers und seiner Wechselwirkung mit der Materie; der vorliegende 1. Teil vornehmlich die Erscheinungen der Elektrodynamik, einschließlich der Elektronentheorie, und der Optik, bei welchen man im wesentlichen ohne die quantenhafte Auffassung der Energie auskommt; in dem noch ausstehenden 2. Teil sollen die Fragen der Atomphysik und der Quantentheorie sowie kosmische Physik behandelt werden. Daher sind z. B. von der Optik hier nur die mit der Ausbreitung des Lichtes zusammenhängenden Gebiete aufgenommen, während die Entstehung des Lichtes in den 2. Teil verwiesen wurde.

Ferner hat die Darstellung in zwei Punkten eine grundsätzliche Vereinheitlichung erfahren: Einmal ist die ganze Elektrizitätslehre jetzt aufgebaut auf dem Begriff des Feldes. Dabei hat der Bearbeiter aus systematischen Gründen die Elektrostatik an die Spitze gestellt. Der Nachteil einer stark theoretischen Gedankenführung und mangelhafter Meßmöglichkeiten ist bei solchem Beginn freilich unvermeidbar. An das zeitlich veränderliche Feld schließt sich zwanglos die Optik an, da die Lichtstrahlen von vornherein als elektromagnetische Wellen aufgefaßt werden. Die Beugung des Lichtes ist teilweise in den einleitenden Abschnitt der Optik aufgenommen. — Zweitens ist das Volt-Ampere-System nunmehr überall durchgeführt, während die Bedeutung der beiden CGS-Systeme nur vom historischen Standpunkt — allerdings sehr eingehend — gewürdigt wird. Im Anhang finden sich Tabellen, die im Bedarfsfall den Übergang von einem zum andern Maßsystem vermitteln. Übrigens muß auch die Berechnung der Lichtgeschwindigkeit aus elektrischen und magnetischen Fundamentalkonstanten (S. 561) erwähnt werden, weil sie das Festhalten an den beiden für die Entwicklung der elektromagnetischen Lichttheorie so wichtigen absoluten Maßsystemen nun aber wirklich unnötig macht.

Im übrigen ist besonders bemerkenswert die im Verhältnis zum Umfang des Buches erstaunliche Reichhaltigkeit des Inhalts. Die technischen Anwendungen sind weitgehend berücksichtigt (elektrische Maschinen, Hochfrequenztechnik, Beleuchtungslehre). Die Darstellung ist in der Regel sehr gründlich und didaktisch ausgezeichnet, wie beim Mechanismus des Feldzerfalls (S. 126) oder bei der Behandlung des Verschiebungsstroms (S. 154ff.), die schließlich bis zur ersten Maxwellschen Gleichung (in der Integralform) führt. Auf ungelöste Schwierigkeiten wird gewissenhaft hingewiesen, so bei der Elektronentheorie der metallischen Leitung (S. 333ff.). Viel Wert wurde, wie z. T. schon erwähnt, auf die historischen Zusammenhänge gelegt. Zur Unterstützung dienen zahlreiche biographische Fußnoten. Übrigens sind die meisten Termini auch sprachlich erklärt. Das Abbildungsmaterial ist sehr umfangreich und großenteils vorzüglich. Wertvoll wäre ein Verzeichnis der im Text verstreuten Tabellen. Einige Irrtümer in Text und Figuren vermögen den Wert des Buches nicht herabzusetzen.

Im ganzen läßt sich sagen, daß der neue Grimsehl wohl zu den wenigen Lehrbüchern gehören wird, die man dem Studierenden besonders empfehlen kann. E. Nies.

## Personalien.

**(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)**

**Habilitiert:** An der Technischen Hochschule Breslau Oberassistent Dr. Carl Kröger für allgemeine, anorganische und angewandte Chemie.

**Ernannt:** Der Privatdozent der organ. Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Ing. Löwenbein zum a. o. Professor ebenda, die Privatdozenten an der Universität Gießen Dr Otto Behaghel (Chemie) und Dr. Louis Dede (anorganische Chemie) zu a. o. Professoren ebenda, der Privatdozent für Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Karl Kunz zum a. o. Professor ebenda.

**Gestorben:** Der a. o. Professor der Elektrotechnik nnd Beleuchtungstechnik an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Wilhelm Wedding.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.